

Numerische und experimentelle Untersuchung zur metrologischen Nutzung von kavitierenden Venturi-Düsen

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften,
Abteilung Maschinenbau und Verfahrenstechnik
der Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades

eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften
Dr.-Ing.

genehmigte Dissertation

von

Sven BRINKHORST

aus

Mülheim an der Ruhr

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. Ernst von Lavante
Prof. Dr.-Ing. Bettar Ould el Moctar
Tag der mündlichen Prüfung: 10. März 2017

Danksagung

Diese Arbeit wäre ohne die Unterstützung vieler Menschen, denen ich hier meinen Dank aussprechen will, nicht möglich gewesen.

Zu erst möchte ich meinen Dank Prof. Dr.-Ing. h.c. Ernst VON LAVANTE ausdrücken, durch dessen Bemühen und Rat stets ein optimales Umfeld für das Gelingen meiner Arbeit geherrscht hat. Natürlich gilt mein Dank auch Karl-Heinz MENZE, der mit seinen IT- und Elektrotechnik-Fachkenntnissen mehr als einmal die letzte Rettung darstellte. Dank meinem Arbeitskollegen und Freund Harun KAYA hat im Büro stets ein kreatives und angenehmes Arbeitsklima geherrscht. Ein großer Dank gilt auch dem Fachbereich „Flüssigkeiten“ der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, allen voran Frau Dr.-Ing. Gudrun WENDT, die den Anstoß zu dieser Dissertation gab und mich stets mit großem Interesse unterstützt hat. Aber auch Dr.-Ing Enrico FRAHM, Andreas HEIN und Daniel SCHUMANN, die mir stets mit Rat und Tat bei den experimentellen Untersuchungen zur Seite standen gilt mein Dank.

Mein besonderer Dank gilt aber meiner Frau Natalie, mit der ich stets meine neueste Problematik diskutieren konnte und die mir so oft durch neue Ansätze und neuer Motivation zum Gelingen der Arbeit verholfen hat. Ich liebe dich.

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	i
Abkürzungen	iv
Nomenklatur	vi
1 Einführung und Motivation	1
1.1 Stand der Technik	5
1.2 Gliederung der Arbeit	6
2 Grundlagen	8
2.1 Kavitation	8
2.1.1 Einsetzen der Kavitation	8
2.1.1.1 Kavitationskeime	10
2.1.1.2 Blasenwachstum	10
2.1.1.3 Die Kavitationszahl	12
2.1.1.4 Einfluss der Fluidqualität	16
2.1.2 Verlauf der Kavitation	19
2.1.2.1 Kavitationsarten	19
2.1.2.2 Maßstabeffekte	20
2.1.2.3 Kompressibilitätseffekte	23
2.1.3 Kollaps der Kavitationsblasen	25
2.1.3.1 Kavitationserosion	25
2.2 Von der kavitierenden Düse zum Durchflussmessgerät	26
2.2.1 Durchflussmessung von Mehrphasenströmungen	29
2.3 Erhaltungsgleichungen	32
2.3.1 REYNOLD's Transport-Theorem	32
2.4 Erhaltungsgleichungen für Mehrphasenströmungen	36
2.4.1 Massenerhaltung für eine Zweiphasenströmung	37
2.4.2 Impulserhaltung für eine Zweiphasenströmung	40
2.4.3 Schließungsproblem	41
2.5 Homogeneous Mixture Model	43
2.6 Kavitationssimulation	45
2.6.1 Methoden zur Kavitationssimulation	46
2.6.2 Kavitationsmodelle	46
2.7 Turbulenzmodellierung	51

3 Geometrie	62
3.1 Geometrieeinfluss in der Literatur	62
3.2 ISO 9300 Venturi-Düse	65
3.3 Herschel Venturi-Rohr	65
4 Numerische Untersuchungen	67
4.1 Numerische Vorgehensweise	67
4.2 Allgemeine Beschreibung der kavitierenden Düsenströmung am Beispiel der ISO 9300 Venturi-Düse	69
4.2.1 Schichtkavitation und „Re-entrant Jet“	71
4.3 Vergleich: ISO 9300 Venturi-Düse - Herschel Venturi-Rohr	80
4.3.1 Vergleich Massenstrom: ISO 9300 Venturi-Düse - Herschel Venturi- Rohr	81
4.3.2 Einfluss der instationären Kavitationsblase auf den Massenstrom .	87
4.4 Vergleich: 2D und 3D Ergebnisse für das Herschel Venturi-Rohr	91
4.5 2D Untersuchungen am Herschel Venturi-Rohr	101
4.5.1 Einfluss des Turbulenzmodells	101
4.5.2 Geometrieeinfluss auf den Massenstrom	118
4.5.3 Geometrieeinfluss auf die Geschwindigkeitsverteilung	126
4.6 Zusammenfassung der numerischen Untersuchungen	127
5 Experimentelle Untersuchungen des Herschel Venturi-Rohres	129
5.1 Aufbau des Prüfstandes	130
5.2 Messungen am Prüfstand der PTB	131
5.2.1 Durchfluss	132
5.2.1.1 Überlegungen zur Durchflussbegrenzung	146
5.2.2 Verlustkoeffizient	146
5.2.3 Hochgeschwindigkeitsaufnahmen	153
5.3 Vergleich: Experimente - Simulationen	171
5.3.1 Massenstrom	172
5.3.2 Verlustkoeffizient	180
5.3.3 Vortizität	183
6 Zusammenfassung und Ausblick	187
 Abbildungsverzeichnis	 194
Tabellenverzeichnis	199
Literaturverzeichnis	200

Abkürzungen

1/2/3D	ein/zwei/dreidimensional
CCM+	CD-adapco STAR- CCM+
CFD	Computational F luid D ynamics
CFVN	Critical F low V enturie N ozzle
CIP	cavitation inception p oint
CV	Cavitating V enturi
DCF	Density C orrection F unction
DFT	Diskrete F ourier- T ransformation
DIN	Deutsches I nstitut für N ormung
EB	Elliptic B lending
EWZP	Experimentier- und W asserzähler P rüfstand
FPS	F rames P er S econd
HDP	H ydrodynamisches P rüffeld
HEM	Homogeneous E quilibrium M odel
HMM	Homogeneous M ixture M odel
HNM	Homogeneous N onequilibrium M odel
ISO	International O rganization for S tandardization
KV	K ontrollvolumen
LDA	L aser- D oppler- A nemometrie
LES	Large E ddy S imulation
MID	Magnetisch- I nduktives D urchflussmessgerät
OF	Open F OAM
PTB	Physikalisch- T echnische B undesanstalt
RANS	R EYNOLDS- a veraged N avier- S tokes (Equations)
ROI	R egion O f I nterest

RP	R AYLEIGH- P LESSET
SST	S hear S tress T ransport
VOF	V olume o f F luid

Nomenklatur

Symbol	Einheit	Definition
a	m/s	Schallgeschwindigkeit
A	m^2	Kontrollfläche
A_0	-	Modellkonstante des Realizable k- ϵ -Modelle
A_s	-	Parameter des Realizable k- ϵ -Modelle
B	-	Integrationskonstante
c_p	$J/(kgK)$	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
C_e	-	Modellkonstante der YAP-Korrektur
C_f	-	Korrekturfaktor zur Bestimmung des Durchflusses
C_L, C_M	-	Modellkonstanten in k- ϵ -Modellen
C_{r1}, C_{r2}	-	Modellkonstanten der Curvature Korrektur
C_t	-	Modellkonstante in k- ϵ -Modellen
C_T	-	Modellkonstante in k- ϵ/ω -Modellen
C_w	-	Modellkonstante der YAP-Korrektur
C_{cav}	-	Korrekturfaktor zur Bestimmung des Durchflusses
C_{max}	-	Modellkonstanten der Curvature Korrektur
$C_{dest,prod}$	-	Modellkonstante in Kavitationsmodellen
$C_{Venturi}$	-	Durchflusskoeffizient
$C_{1\epsilon}, C_{2\epsilon}$	-	Modellkonstante in k- ϵ -Modellen
C_μ	-	Modellparameter in k- ϵ -Modellen
C_1, C_2	-	Modellkonstanten in k- ϵ -Modellen
d	m	Düsenhalsdurchmesser
D_0	m	Anfangskeimdurchmesser
D_ω	$kg/(s^2m^3)$	Querdiffusionsterm des k- ω -SST-Modells
\vec{D}	$1/s$	Deformationstensor

e	J/kg	spezifische innere Energie
E	J	innere Energie
f	-	normalisierte Produktionsrate von $\overline{\vartheta^2}$
f	Hz	Frequenz
f	-	Massenanteil
f_c	-	Curvature Correction
F_1	-	Mischungsfunktion des k- ω -SST-Modells
g	m/s^2	Gravitationskonstante
g	-	Blendfunktion
h	J/kg	spezifische Enthalpie
\vec{I}	-	Einheitstensor
k	m^2/s^2	turbulente kinetische Energie
k	$W/(mK)$	Wärmeleitfähigkeit
l, l_e	-	Parameter der YAP-Korrektur
L	m	turbulente Längenskala
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
\dot{m}^+	$1/s$	Quellterm für die Verdampfung
\dot{m}^-	$1/s$	Quellterm für die Kondensation
M_t, M_{t0}	-	Parameter der Kompressibilitäts-Korrektur
n	-	Polytropenexponent
n	-	Modellkonstante der Vortex-stretching Modifikation
n_0	$1/m^3$	Keimdichte des SAUER-Modells
N	-	Parameter des HENRY-FAUSKE Modells
N	-	extensive physikalische Größe
p	Pa	Druck
p_v	Pa	Dampfdruck
P	Pa	Totaldruck
q	-	Quelltermdichte
\vec{q}	W/m^2	Wärmestromdichte
\dot{Q}	W	Wärmestrom
R	m	Radius
R_b	m	initialer Blasenradius des SAUER-Modells
s	$J/(kgK)$	spezifische Entropie

S	m^2	Kontrollfläche
\vec{S}	$1/s$	Dehnungsratentensor
t, T	s	Zeit
T	K	Temperatur
\vec{T}	N/m^2	Spannungstensor
\bar{u}	m/s	mittlere Geschwindigkeit
\bar{u}^+, u^+	-	dimensionslose Geschwindigkeit
u_τ	m/s	Wand Schubspannungsgeschwindigkeit
u^*	-	Parameter des Realizable k- ϵ -Modelle
u, v, w	m/s	Geschwindigkeitskomponenten
\vec{v}, \vec{V}	m/s	Geschwindigkeitsvektor
V	m^3	Volumen
w	-	Parameter der Realizable k- ϵ -Modelle
\dot{W}	W	technische Arbeit
\vec{W}	$1/s$	Drehgeschwindigkeitstensor
x	-	Massenanteil
y	m	Wandabstand
y^+	-	dimensionsloser Wandabstand
Y_M	m^2/s^3	Kompressibilitätsmodifikator
Y_y	m^2/s^3	Yap-Korrektur
z	m	Höhendifferenz
α, β	-	Volumenanteil
α, α^*	-	Modellkonstante des Standard k- ω -Modells
β	-	Durchmesser Verhältnis
β, β^*	-	Modellkonstante des Standard k- ω -Modells
$\beta_{comp}, \beta_{comp}^*$	-	Modellkonstante der Kompressibilitäts Korrektur
γ	-	Isentropenexponent
Γ_v	$1/s$	Quellterm für den Dampfvolumenanteil
ϵ	m^2/s^3	turbulente Dissipationsrate
ϵ_1	-	Expansionszahl
η	-	allg. intensive physikalische Größe
η	-	Parameter der Curvature Correction

$\overline{\vartheta^2}$	m^2/s^2	Varianz der Geschw.-fluktuation normal zur Wand
κ	-	Isentropenexponent
κ	-	KÁRMÁN - Konstante
λ	$Pa \cdot s$	Volumenviskosität
μ	$Pa \cdot s$	dynamische Viskosität
μ_t	$Pa \cdot s$	turbulente dynamische Viskosität, Wirbelviskosität
ν	m^2/s	kinematische Viskosität
ρ	kg/m^3	Dichte
σ, σ^*	-	Modellkonstante des Standard k- ω -Modells
σ_k	-	Modellkonstante in k- ϵ/ω -Modellen
σ_s	N/m	Oberflächenspannung
σ_ϵ	-	Modellkonstante in k- ϵ -Modellen
σ_φ	-	Modellkonstante des EB-k- ϵ -Modells
σ_ω	-	Modellkonstante des Standard k- ω -Modells
σ_{ω_2}	-	Modellkonstante des k- ω -SST-Modells
τ_w	Pa	Wandschubspannung
$\tau, \tau_1, \tau_2, \tau_3$	s	Parameter der Curvature Correction
$\vec{\tau}$	N/m^2	viskoser Spannungstensor
v	m^3/kg	spezifisches Volumen
φ	$^\circ$	Winkel
φ	-	Anisotropie normal zur Wand
ϕ	-	Parameter des Realizable k- ϵ -Modelle
χ	-	Phasendichtefunktion
χ^*	-	Modellkonstante der Kompressibilitäts-Korrektur
ω	$1/s$	spezifische Dissipationsrate
Ω_k	-	Quellterm für den Impulsaustausch
Indizes		
<i>cav</i>	-	Kavitation, Kavitationsblase
<i>d</i>	-	Diffusorbereich
<i>e</i>	-	Gleichgewicht (equilibrium)
<i>in</i>	-	Einströmebene
<i>inviscid</i>	-	reibungslöse Betrachtung

k	-	allg. Phase
l	-	Flüssigkeitsphase (liquid)
m	-	Gemisch (Flüssigkeits-Dampf-G.)
n	-	Düsenbereich (nozzle)
ng	-	nicht kondensierbares Gas
out	-	Ausströmebene
ref	-	spezifischer Referenzwert
th	-	Düsenhals (throat)
$theo$	-	theoretisch
v	-	Dampfphase (vapour)
∞	-	Referenzwert (für gew. Anströmung)

Dimensionslose Kennzahlen

Fr	FROUDE-Zahl	$\sqrt{\frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Gewichtskraft}}} = \frac{v_{ref}}{\sqrt{gL_{ref}}}$
Ma	MACH-Zahl	$\frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Druckkraft}} = \frac{v_{ref}}{a}$
Re	REYNOLDS-Zahl	$\frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Reibungskraft}} = \frac{\rho v_{ref} L_{ref}}{\mu}$
Sr	STROUHAL-Zahl	$\frac{\text{Oszillationsfrequenz}}{\text{mittlere Geschw.}} = \frac{f L_{ref}}{v_{ref}}$
ζ	EULER-Zahl	$\frac{\text{Druck}}{\text{Trägheitskraft}} = \frac{p_{in} - p_{out}}{0.5 \rho v_{ref}^2}$
σ	THOMA-Zahl	$\frac{\text{Druck}}{\text{Trägheitskraft}} = \frac{p_{ref} - p_v}{0.5 \rho v_{ref}^2}$
σ_p	Kavitationszahl	$\frac{p_{out} - p_v}{p_{in} - p_{out}}$

Kapitel 1

Einführung und Motivation

Das Ziel dieser Arbeit ist es, erste Grundlagen für den Einsatz hydraulisch kavitierender Venturi-Düsen als Durchflussmessgerät zu schaffen.

Das Interesse an der Kavitation hat sich seit der erstmaligen Beschreibung des Phänomens, die bereits 1704 durch NEWTON statt fand [1], stark gewandelt. Während es Ende des 19. Jahrhunderts noch ausschließlich um die Vermeidung der Kavitation an Schiffspropellern ging [2–6], richtet sich die Erforschung mittlerweile immer mehr auf die gezielte Nutzung der Kavitation. Die Anwendungen reichen dabei von der Schadstoffminimierung bei Dieselmotoren [7], der Qualitätssteigerung von mit Viren, Bakterien oder Medikamenten belastetem Wasser [8, 9], über weitreichende Anwendungen in der Medizin [10], hin zur Lebensmittelherstellung in Form von Öl-in-Wasser-Emulsionen [11], bis zum Einzug in den Haushalt in Duschköpfen [12].

Eine weitere Nutzungsmöglichkeit ist die in dieser Arbeit untersuchte Anwendung von hydraulisch kavitierenden Venturi-Düsen („Cavitating Venturies“ - CVs) als Durchflussmessgerät. Hierbei wird der Umstand ausgenutzt, dass durch die Kavitation im Düsenhals der Durchfluss auf einen Maximalwert begrenzt wird. Genau diese Charakteristik macht die kavitierenden Düsen zu einem aussichtsreichen Anwärter für das sogenannte Transfornormal für Flüssigkeiten. Eine weitere vielversprechende Anwendungsmöglichkeit der kavitierenden Düsen liegt im Bereich der dynamischen Untersuchung von sog. Nachlaufeffekten bei Wasserzählern.

Neben der Genauigkeit ist die Rückführbarkeit der Messung eines Durchflussmessgerätes auf ein nationales oder internationales Normal (Primärnormal) von entscheidender Bedeutung. Dafür stehen zwei Möglichkeiten zur Verfügung, entweder wird das jeweilige Durchflussmessgerät direkt über das nationale Normal kalibriert, oder in einer anderen

Weise indirekt kalibriert. Da es aufgrund der Vielzahl an Durchflussmessgeräten unmöglich wäre alle über das nationale Normal zu kalibrieren, wird diese Aufgabe auf mehrere Prüfstände verteilt ¹. Diese Prüfstände benötigen für die Kalibrierung wiederum Prüfmittel, mit einer geringeren Messunsicherheit als das zu kalibrierende Durchflussmessgerät, wobei das Prüfmittel (TransfERNormal) wiederum zuvor über das nationale Normal kalibriert wird, dies ist die sog. Kalibrierhierarchie bzw. -kette. Das TransfERNormal stellt für die Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) eine Möglichkeit der „metrologischen Sicherstellung der Rückführung aller Flüssigkeitsmessungen auf das nationale Normal“ [14] dar, mit der es als nationales Metrologieinstitut, durch die Aufgabe der Sicherstellung der Einheitlichkeit und Richtigkeit einer Messung, betraut ist. Dies wird beim jeweiligen Messgerät durch eine ununterbrochene Kette von stufenweisen Vergleichen mit dem Primärnormal gewährleistet. Das Primärnormal steht dabei an der Spitze der Kalibrierhierarchie und weist die geringsten Messunsicherheiten auf. Der PTB steht hierfür auf dem Gebiet der Flüssigkeitsmessungen das Hydrodynamische Prüffeld (HDP) zur Verfügung, das mit seiner erweiterten relativen Messunsicherheit von 0.02% für Wasser als Messfluid zu den weltweit genauesten gehört [15].

Ein Problem stellt allerdings die teilweise sehr starke Abhängigkeit der bekannten Flüssigkeitsmessverfahren von den Stoffparametern der zu messenden Flüssigkeit dar. Daher ist vorgeschrieben, dass jedes Messgerät ausschließlich mit dem Fluid kalibriert wird, für das es später bestimmt ist [14]. Das bedeutet aber, dass für jedes messtechnisch relevante Fluid eine eigene Rückführbarkeitskette, bestehend aus eigenen Primär- und TransfERNormalen, aufzubauen wäre. Aus wirtschaftlicher, wie auch metrologischer Sicht ist dies jedoch wenig sinnvoll, weshalb die PTB das Konzept anstrebt, mithilfe fluidunabhängiger TransfERNormale die Rückführung aller Fluidmessungen auf ein einziges nationales Normal, das HDP, zu realisieren [14].

Im Bereich der Durchflussmessung von Gasen haben sich in den letzten beiden Jahrzehnten die sogenannten kritisch durchströmten Venturi-Düsen (CFVNs) als effizientes



ABBILDUNG 1.1: Draufsicht auf einen modifizierten Einstrahlzähler im Stillstand mit Angabe der Strömungsrichtung des Wassers im Betrieb [16]

¹Alleine in Deutschland sind etwa 17 Mio. Hauswasserzähler im Einsatz, deren jeweilige Eichung maximal 6 Jahre gültig ist [13].

TransfERNormal durchgesetzt. Bis zum heutigen Tage existiert jedoch nichts vergleichbares für Flüssigkeitsmessungen. Wie bereits angesprochen könnten CVs diese Lücke schließen. So wurde von der PTB bereits ein Wasserzähler-Prüfstand mit mehreren, parallel geschalteten, kavitierenden Düsen patentiert, siehe Abb. 1.2 [17]. Durch die unterschiedliche Kombination der Düsen kann eine Vielzahl von Durchflüssen für kalibriertechnische Aufgaben realisiert werden.

Neben der möglichen Verwendung als TransfERNormal besteht ein hohes Interesse daran

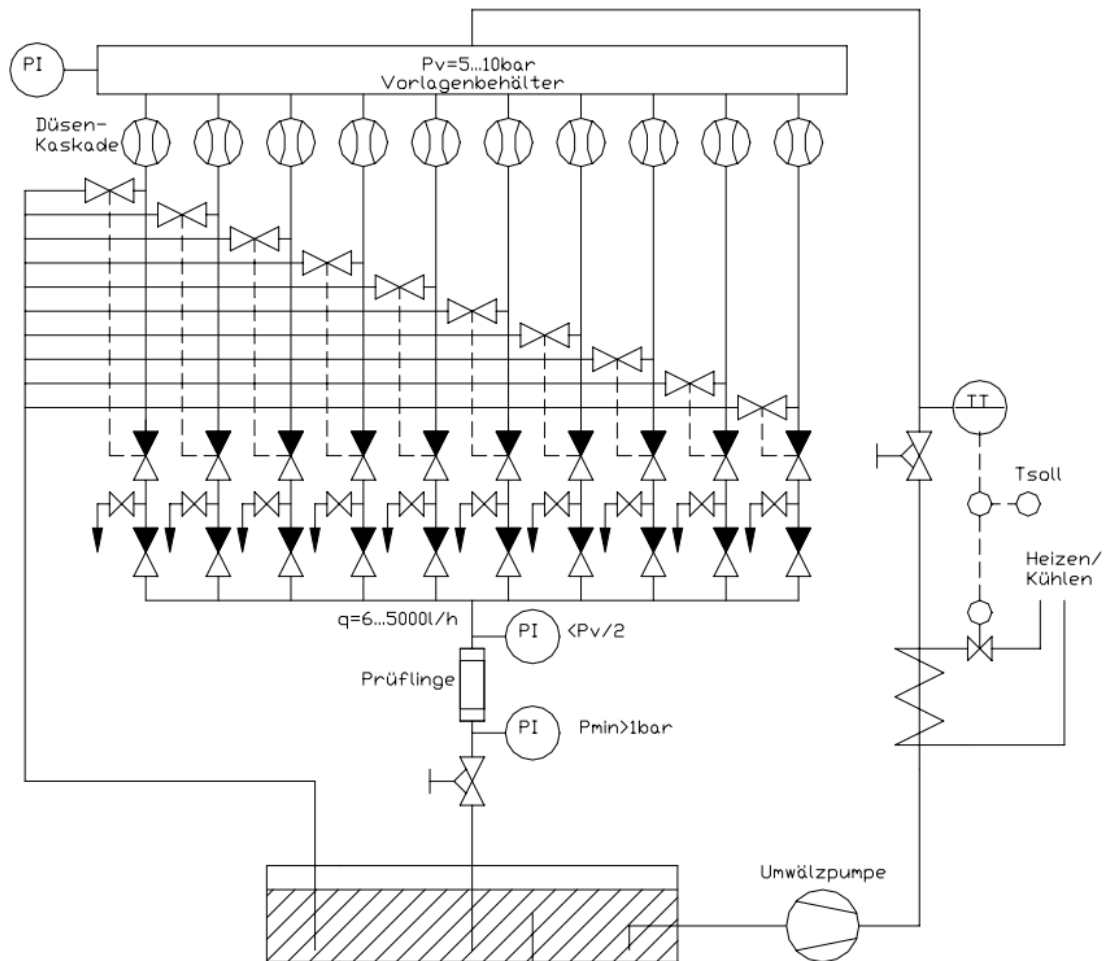


ABBILDUNG 1.2: Schematische Darstellung einer möglichen Realisierung eines Wasserzähler-Prüfstandes mit Kavitationsdüsen [18].

die positiven Eigenschaften von kavitierenden Düsen, nämlich das schnelle, reproduzierbare Bereitstellen eines konstanten Durchflusses, zu nutzen, um z.B. herkömmliche Wohnungswasserzähler unter realen, dynamischen Bedingungen zu testen. Als Wohnungswasserzähler werden in der Regel Flügelradzähler eingesetzt, bei denen über die Drehzahl eines vom Fluid in Bewegung gesetzten Flügelrades der Durchfluss bestimmt wird (Abb. 1.1). Durch die Massenträgheit des Flügelrades wird der Durchfluss gerade bei stark schwankenden Durchflüssen in der Regel überschätzt, was dazu führt, dass der Konsument zu viel bezahlt. Dies wird noch zusätzlich verschärft, wenn die Durchflüsse weit

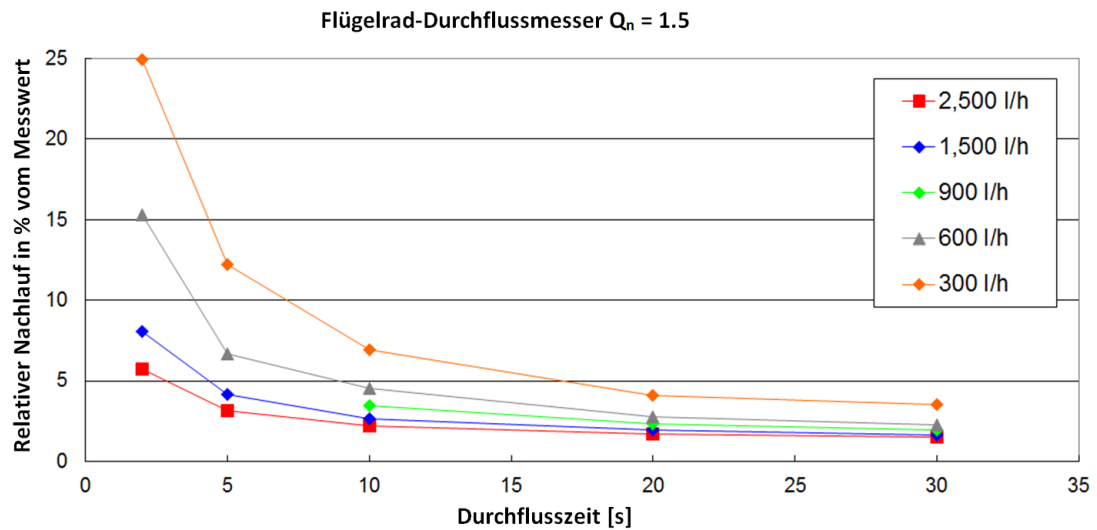


ABBILDUNG 1.3: Messunsicherheit eines Flügelrad-Durchflussmessers mit einem Auslegungsvolumenstrom von $Q_n = 1.5 \text{ l/h}$ in Abhängigkeit von Verbrauchszeit und Durchfluss [19].

unterhalb des optimalen Durchflussbereiches des Flügelradzählers liegen, wie in Abb. 1.3 zu sehen. Anstatt dieses dynamische Verhalten in der messtechnischen Prüfung, Eichung oder Kalibrierung zu berücksichtigen, werden diese Prüfungen lediglich für konstante Durchflüsse durchgeführt. Prüfstände oder -verfahren, die im Stande sind reale Verbrauchsgewohnheiten reproduzierbar nachzubilden, sind derzeit weder vom Gesetzgeber gefordert, noch verfügbar [18]. Mit dem bereits erwähnten Wasserzähler-Prüfstand aus Abb. 1.2 lässt sich aber auch dieser Aspekt messtechnisch erfassen. Die parallelgeschalteten Düsen können in beliebigen Zyklen und Prüfzeiten zu- oder abgeschaltet werden um realitätsnahe, reproduzierbare Verbrauchsprofile zu generieren. Aus dem Vergleich von Testprofil und dem vom Prüfling gemessenem Profil lässt sich dann das dynamische Verhalten des Wasserzählers analysieren.

Obwohl CFVNs mit Gasen und CVs mit Flüssigkeiten betrieben werden, verhalten sie sich sehr ähnlich. Aufgrund dieser Analogie begann die PTB die Einsatzmöglichkeiten von kavitierenden Düsen im Bereich der Durchflussmessung von Flüssigkeiten zu untersuchen, woraus in Zusammenarbeit mit dem Lehrstuhl für Strömungsmechanik der Universität Duisburg-Essen diese Dissertation hervor ging. Durch numerische sowie experimentelle Untersuchungen sollen unter anderem Geometrieinflüsse auf das Kavitationsverhalten, sowie generelle Grenzen für die messtechnische Anwendbarkeit von kavitierenden Düsen gefunden werden.

1.1 Stand der Technik

Aufgrund ihrer simplen Geometrie haben sich Düsen schon frühzeitig bei der experimentellen und numerischen Erforschung der hydraulischen Kavitation als Standard-Forschungsobjekt etabliert. Dementsprechend gibt es alleine spezifisch im Bereich der kavitierenden Düsenströmung eine große Anzahl an Veröffentlichungen, hinzu kommt die Vielzahl an Veröffentlichungen, die sich mit anderen Aspekten der Kavitation befassen. Bei der Erforschung der kavitierenden Düsen haben sich vor allem zwei Düsenformen durchgesetzt: Einspritzdüsen, wie sie vor allem in Dieselmotoren eingesetzt werden, und Venturi-Düsen in unterschiedlichsten Varianten. Einspritzdüsen werden in der Fahrzeugtechnik mit Drücken von mehreren 100 bis 1000 *bar* betrieben, so dass der Kraftstoff beim Einspritzvorgang zu kavitieren beginnt [20]. Die Kavitation hat dadurch einen Einfluss auf die Brennstoffgemischbildung und den damit in direktem Zusammenhang stehenden Schadstoffemissionen [21]. Es gibt aber auch hier grundlegende experimentelle Untersuchungen zum Kavitationsverhalten, wie zum Beispiel zur sogenannten Winklhofer-Düse [22].

Unter dem Sicherheitsaspekt von z.B. Kernkraftwerken werden seit langem sogenannte „flashing flows“ untersucht, bei denen sich schlagartig große Dampfmengen bilden. Dafür werden vor allem Düsen, Blenden und Rohre mit überhitzten, oder unterkühlten, Flüssigkeiten experimentell untersucht [23].

Generell lassen sich die Arbeiten zu kavitierenden Düsen in drei Kategorien unterteilen: pure numerische Untersuchungen als Test für Kavitationsmodelle, Validierung numerischer Ergebnisse anhand von experimentellen Daten und Untersuchungen mit Bezug zur Durchflussmessung. Aufgrund der erwähnten Vielzahl an Publikationen soll lediglich zur letzten Kategorie ein Überblick gegeben werden.

Venturi als Durchflussmessgerät:

Schon 1930 hat ACKERET [24] Experimente mit hydraulisch kavitierenden Düsen durchgeführt und dabei wichtige Erkenntnisse gewonnen. So hat er schon damals auf die Analogie zwischen CVs und CFVNs hingewiesen sowie die Existenz von Stößen in CVs nachgewiesen. NUMACHI hat 1936 Untersuchungen zum Einfluss des Luftgehalts auf das Erscheinungsbild der Kavitation in Düsen durchgeführt [25]. Später hat er Untersuchungen zum Einfluss der Kavitation auf die Durchflusszahl von genormten Differenzdruckmessgeräten in Form von Blenden, Herschel Venturirohren und Venturi-Düsen durchgeführt [26–28] sowie Geometrieoptimierungen vorgeschlagen [29]. Diese Untersuchungen dienten dabei lediglich der Verbesserung der Messgenauigkeit bei kleinen Druckverhältnissen, nicht jedoch der generellen Anwendung von kavitierenden Düsen.

DAVIS ET AL. untersuchten experimentell sowie mittels quasi-1D Modellen das unterschiedliche Kavitationsverhalten von Wasser und Düsentreibstoff (JP-8) im Bezug auf

die Durchflussbegrenzung von Venturi-Düsen [30].

Auch im Bezug auf „flashing flows“ gibt es zahlreiche Arbeiten mit theoretischen Ansätzen zur Bestimmung des kritischen (maximalen) Durchflusses. So liefern D’AURIA und VIGNI einen sehr umfangreichen Überblick der bis dato vorhandenen Modelle [31]. Allerdings sind die jeweiligen Ansätze oft nur für eine bestimmte Geometrie und unter typischen Betriebsbedingungen, wie bei sehr hohen Drücken und Temperaturen gültig [32, 33]. So gibt es unter anderem Untersuchungen von ROSSMEISL ET AL. bezüglich des maximalen Massenstromes von Blenden bei Verwendung von deionisiertem Wasser mit Temperaturen von 110-150 °C und Drücken bis 7 *bar* [34].

In den letzten Jahren sind zunehmend vielversprechende Arbeiten erschienen, die einen direkten messtechnischen Einsatz von kavitierenden Düsen untersuchen. So haben GHASSEMI und FASIH den generellen Einsatz von CVs als Durchflussmessgerät für Flüssigkeiten untersucht [35], während ABDULAZIZ durch optische Strömungsvisualisierung weitere Einblicke in den Kavitationsprozess in CVs gewinnen konnte [36]. RUDOLF ET AL. charakterisierten, basierend auf dem Verlustkoeffizienten, experimentell das Kavitationsverhalten von Venturirohren [37]. ASHRAFIZADEH ET AL. führten experimentelle und numerische Untersuchungen verschiedener Venturirohrgeometrien durch, jedoch ist die Qualität der numerischen Untersuchungen von unzureichender Natur [38, 39]. Neueste experimentelle Untersuchungen von SCHMIDT an hydraulisch kavitierenden Düsen bestätigen die bisherigen Ergebnisse bezüglich der Durchflussbegrenzung [40]. Allerdings hat SCHMIDT die Untersuchungen an konvergenten-divergenten Düsen mit tangentialen Übergängen vom Düsen- zum Diffusorbereich durchgeführt, die keine Fixierung der Kavitationsblase ermöglichen und damit ungeeignet sind für die Anwendung in der Durchflussmesstechnik.

Das zunehmende Interesse an der Durchflussbegrenzung von kavitierenden Venturi-Düsen zeigt sich auch im Patentbereich [41, 42]. Weiterhin wurden bereits erste positive Untersuchungen zur Nutzung von hydraulisch kavitierenden Düsen von der PTB durchgeführt [43], die schlussendlich den Anstoß zu dieser Dissertation geliefert haben.

1.2 Gliederung der Arbeit

Im folgenden soll vorab ein kurzer Überblick zu den Themen gegeben werden, die in den anschließenden Kapiteln behandelt werden.

Kapitel 2

In Kapitel 2 wird zunächst die notwendige Theorie zum Verständnis der kavitierenden Düsenströmung sowie deren numerischer Behandlung vermittelt. Dabei werden zunächst

die physikalischen Grundlagen der Kavitation beschrieben und anschließend auf die Erhaltungsgleichungen der Strömungsmechanik eingegangen. Abschließend erfolgt dann die Beschreibung der numerischen Strömungsmechanik im Hinblick auf die Berechnung kavitierender Strömungen.

Kapitel 3

In Kapitel 3 werden die in dieser Arbeit untersuchten Düsengeometrien vorgestellt. Weiterhin erfolgt hier ein Überblick zu den in der Literatur beschriebenen Geometrieinflüssen bezüglich kavitierender Düsenströmung.

Kapitel 4

In Kapitel 4 wird zunächst die kavitierende Düsenströmung und damit verbundene Phänomene beschrieben. Danach erfolgt zunächst die Beschreibung der numerischen Vorgehensweise. Anschließend werden erste numerische Untersuchungsergebnisse präsentiert. Dabei wird zunächst die Düsengeometrie der ISO 9300 Venturi mit dem Herschel Venturi-Rohr bezüglich des Verhaltens im Bereich der Durchflussbegrenzung verglichen. Weiterhin werden numerische Geometrieuntersuchungen gezeigt, sowie Untersuchungsergebnisse bezüglich des Turbulenzmodell-Einflusses.

Kapitel 5

In Kapitel 5 werden die experimentellen Untersuchungsergebnisse vorgestellt. Dafür wird zunächst der verwendete Prüfstand beschrieben. Anschließend erfolgen Auswertungen bezüglich des Volumenstromes und des Verlustkoeffizienten vor allem im Übergangsbereich zwischen Kavitationsbeginn und Durchflussbegrenzung. Weiterhin werden Auswertungen von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der kavitierenden Düsenströmung präsentiert. Zusammen mit der Auswertung numerischer Ergebnisse werden neue Phänomene beim Übergang der Strömung in die Durchflussbegrenzung beschrieben.

Zum Schluss erfolgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse und der Ausblick auf weitere Untersuchungen.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Kavitation

Als Kavitation wird die Bildung von dampfgefüllten Hohlräumen [*cavitas*, *cavum* (lat.): *Höhle*, *Hohlraum*] in einer Flüssigkeit bezeichnet. Mit Bildung kann hierbei die Entstehung eines neuen Hohlraumes, als auch das Wachstum eines zuvor mikroskopischen Hohlraumes gemeint sein.

2.1.1 Einsetzen der Kavitation

Physikalisch gesehen entspricht der Vorgang der Kavitation dem Sieden. Beide Phänomene sind durch die lokale Unterschreitung des Dampfdruckes p_v gekennzeichnet, unterscheiden sich jedoch durch die jeweiligen Pfade im p-T-Diagramm, wie in Abb. 2.1 dargestellt. Während der treibende Mechanismus beim Sieden eine Temperaturänderung ist, ist es bei der Kavitation eine Druckänderung, die z.B. nach BERNOULLI durch eine Geschwindigkeitsänderung der Flüssigkeit hervorgerufen werden kann.

Der Dampfdruck ist sowohl stoffabhängig, als auch eine Funktion der Temperatur. Für Wasser entspricht er bei 100 °C dem Umgebungsdruck von 101325 Pa, wohingegen er bei 20 °C nur noch etwa 2330 Pa beträgt. Bei hydraulischer Kavitation von Flüssigkeiten unterhalb etwa 50 °C kann, aufgrund der sehr kurzen Dauer von der Entstehung bis zur Vernichtung einer Dampfblase, in der Regel von einem isothermen Vorgang ausgegangen werden.

Generell wird angenommen, dass Kavitation auftritt sobald der Druck lokal den Dampfdruck unterschreitet. Der Dampfdruck $p_v(T)$ stellt jedoch keine absolute Grenze zwischen den beiden Phasenzuständen flüssig und dampfförmig dar. Gerade bei schnellen Phasenwechseln kann der tatsächliche Druck den Dampfdruck weit unterschreiten. Es können

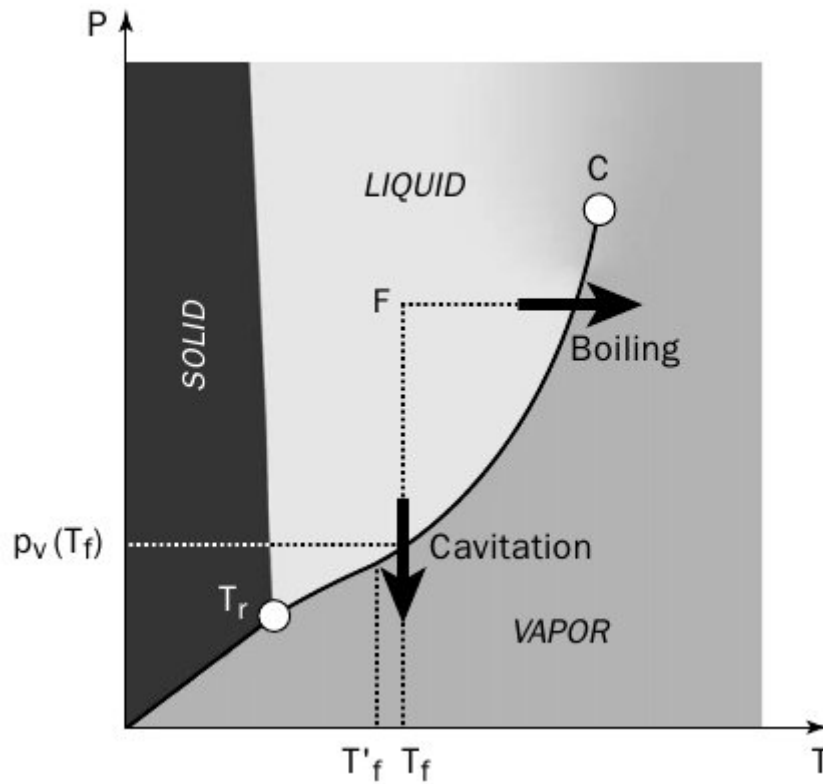
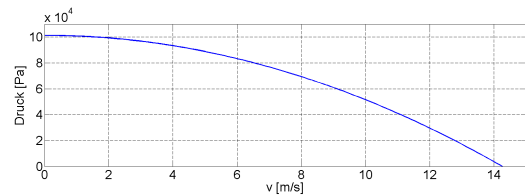


ABBILDUNG 2.1: Phasendiagramm für Wasser [44].

sogar negative Absolutdrücke auftreten, die dann jedoch Zugspannungen genannt werden [44]. Dies erscheint wenig verwunderlich, da pures Wasser bei einer Temperatur von 25 °C theoretisch Zugspannungen von bis zu 1400 *bar* widerstehen kann [45]. Mit ultra-reinem Wasser und einem speziellen Versuchsaufbau wurde dieser Wert sogar experimentell erreicht [46]. Technisch genutztes Wasser widersteht in der Regel nur wenig bis gar keiner Zugspannung, da es generell mit Partikeln und anderen Stoffen belastet ist, die als sogenannte Störstellen die ertragbare Zugspannung einer Flüssigkeit stark reduzieren.

Für eine reibungsfreie, stationäre Wasserströmung lässt sich mit Hilfe der BERNOULLI-Gleichung die nötige Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit, für die entsprechende Druckabsenkung hin zum Dampfdruck ($p = p_v$), leicht berechnen.

$$v - v_\infty = \sqrt{\frac{2 * (p_\infty - p)}{\rho_l}} \quad (2.1)$$


 ABBILDUNG 2.2: p-V-Diagramm für eine stationäre, reibungsfreie Wasserströmung mit $p_\infty = 1 \text{ bar}$.

Ausgehend von Gl. 2.1 erhält man für einen Umgebungsdruck von $p_\infty = 1 \text{ bar}$, mit

$v_\infty = 0 \text{ m/s}$ und einer Wasserdichte von $\rho_l = 998 \text{ kg/m}^3$ einen Geschwindigkeitsunterschied v von 14 m/s ab dem negative Drücke auftreten würden, wie in Abb. 2.2 zu sehen. Diese moderate Geschwindigkeitsdifferenz ist ohne technische Schwierigkeiten zu realisieren, so dass Kavitationserscheinungen in vielen industriellen Bereichen auftreten.

2.1.1.1 Kavitationskeime

Neben dem nötigen Umgebungsdruck benötigt die Kavitation, wie jeder andere Phasenwechsel auch, einen geeigneten Startpunkt, der in der Physik oftmals mit Keim bezeichnet wird. Hierbei werden zwei Arten der Bildung von Kavitationskeimen unterschieden:

1. homogene Keimbildung: Die Dampfphase wird im Innern der Ausgangsphase durch molekulare Austauschvorgänge gebildet.
2. heterogene Keimbildung: Die Dampfphase bildet sich an bereits vorhandenen Störstellen, wie z.B. ungelöstes Gas, hydrophobe Feststoffpartikel, Porenkeime, Oberflächenrauigkeiten, etc..

Dementsprechend lässt sich der quasi nicht vorhandene Widerstand gegenüber Zugspannung in unbehandeltem Wasser durch das Vorhandensein von Störstellen erklären [44]. Die Kavitationskeime unterbrechen die intermolekularen Kräfte zwischen den Wassermolekülen und ermöglichen so den Phasenwechsel bei Erreichen oder Unterschreiten des Dampfdruckes. In der Regel beträgt die Größe von Kavitationskeimen in Wasser wenige bis mehrere hundert Mikrometer [44].

In der numerischen Betrachtung der Kavitation werden im Allgemeinen nur heterogene Keime berücksichtigt. Dabei werden oftmals alle heterogenen Keimarten zu der Keimart Mikroblase zusammengefasst [47]. Dies geschieht in guter Näherung mit dem Verhalten in realen, technischen Fluiden, bei denen die heterogenen Keime, wie Gasblasen, Schmutzpartikel usw., die durch homogene Nukleation gebildeten Keime überwiegen.

2.1.1.2 Blasenwachstum

Einer der ersten, der die Grundlagen für die heute noch gültigen Modelle zur Beschreibung des Blasenwachstums schuf, war LORD RAYLEIGH [48]. Er löste mathematisch die von BESANT gemachten Betrachtungen bezüglich einer sphärischen Blase in einem unendlich ausgedehnten Fluid und schuf damit die mathematischen Grundlagen. PLESSET erweiterte später die Gleichungen von LORD RAYLEIGH für den allgemeinen Fall

eines viskosen, inkompressiblen Fluides [44]. Die so entstandene Gleichung zur Beschreibung der zeitlichen Entwicklung des Blasenradius R ist in unterschiedlichen Formen immer noch die Grundlage vieler Kavitationsmodelle und wird als RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung bezeichnet. Die Gleichung unterliegt einigen Annahmen, die in der Realität teilweise stark abweichen können. So gilt die Gleichung für eine sphärische Blase, umgeben von einem inkompressiblen Fluid. Die Blase ist mit Dampf angereichert, kann aber auch noch weitere Gase enthalten, und in ihr herrscht der Dampfdruck entsprechend der Umgebungstemperatur. Die Blasenentwicklung wird als adiabater Vorgang betrachtet, bei dem der Massenaustausch vernachlässigt und die Blase zum Anfangszeitpunkt t_0 im Gleichgewichtszustand betrachtet wird. Mit diesen Vereinfachungen kann schließlich die Blasenwandgeschwindigkeit $\dot{R} = dR/dt$ in einem sphärischen Koordinatensystem, dessen Ursprung im Mittelpunkt der Blase liegt, bestimmt werden [44]. Ausgehend von der Kontinuitätsgleichung und der Impulserhaltung im sphärischen Koordinatensystem gelangt man zu folgender Gleichung:

$$\rho_l \left[R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right] = p_B(t) - p_\infty(t) + p_{g0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\kappa} - \frac{2\sigma_s}{R} - 4\nu_l \frac{\dot{R}}{R} \quad (2.2)$$

mit $p_B(t)$ als dem Blasendruck und $p_\infty(t)$ als dem Flüssigkeitsdruck in der Blasen Umgebung. Befinden sich in der Blase neben Dampf noch weitere Gase wie z.B. Luft, kann über den dritten Term auf der rechten Seite deren Einfluss beschrieben werden, wobei p_{g0} der jeweilige Ausgangsdruck des zusätzlichen Gases ist. Der vierte Term berücksichtigt den Einfluss der Oberflächenspannung auf die Blasenentwicklung und der letzte Term auf der rechten Seite schließlich den Einfluss der Viskosität der Flüssigkeit.

Mit den entsprechenden Rand- und Anfangsbedingungen kann man mit Gl. (2.2) den kompletten Wachstums- und Kollapsvorgang einer Einzelblase berechnen. Numerisch ist es jedoch relativ aufwändig das so entstehende System zu lösen, so dass Gl. (2.2) in numerische Kavitationsmodelle meist stark vereinfacht eingeht. Hierbei wird der Umstand ausgenutzt, dass das Blasenwachstum zu Beginn (bzw. umgekehrt der Blasenkollaps zum Ende hin) hauptsächlich durch die Druckdifferenz dominiert wird [47]. Daher können für diese Phase des Blasenwachstums/-Kollapses in guter Näherung die Trägheit, Viskosität und Oberflächenspannung vernachlässigt werden, wie Studien belegen [47]. Diese erste Phase wird auch als „hydrodynamisches Wachstum“ bezeichnet [49], bzw. im englischen „inertia controlled growth“. Die anschließende Wachstumsphase ist hauptsächlich durch den Wärmetransport vom umgebenden Fluid zur Blase dominiert. Die typische Verweildauer einer Blase bei hydraulischer Kavitation ist aber in der Regel zu kurz, als dass diese zweite Phase von großer Bedeutung wäre [49].

Mit diesen Annahmen ergibt sich schließlich die vereinfachte RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung zu:

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{2}{3} \frac{p_B(t) - p_\infty(t)}{\rho_l} \quad (2.3)$$

Wie SAUER [47] jedoch zeigt, ist aber gerade die Vernachlässigung des Trägheitsterms bei hydraulischer Kavitation von fragwürdiger Natur. So wird das Blasenwachstum und der Blasenkollaps unter Verwendung der vereinfachten RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung nur qualitativ richtig wiedergegeben. Es wird die maximale Blasengröße, bzw. der Zeitraum in dem die Blase anwächst, unterschätzt und der Zeitraum für den Blasenkollaps überschätzt. Dadurch entstehen im Schnitt kleinere Blasen, die früher wieder kollabieren, wobei durch den längeren Zeitraum für den Blasenkollaps die Blasenkollapsgeschwindigkeit und damit die Intensität unterschätzt wird.

2.1.1.3 Die Kavitationszahl

Für quantitative Vergleiche zwischen unterschiedlichen Situationen, in denen Kavitation auftritt ist es sinnvoll einen einzigen Parameter zu haben, der die Situation umfassend beschreibt. Dieser müsste Faktoren wie die Geometrie, Strömungsvariablen wie den Absolutdruck und die Geschwindigkeit, sowie Stoffparameter wie den kritische Druck P_{krit} , bei dem die Kavitation einsetzt, beinhalten. Es gibt jedoch noch weitere Parameter, die unter Umständen großen Einfluss auf die Verhältnisse zwischen Geometrie, Druck, Geschwindigkeit und dem kritischen Druck haben können. Diese sind zum Beispiel Eigenschaften des Fluids wie die Viskosität, die Oberflächenspannung oder Verdampfungscharakteristiken. Aber auch das Vorhandensein von festen oder gasförmigen Stoffen in gelöster oder ungelöster Form sowie Oberflächenbeschaffenheiten der begrenzenden Wände, wie Sauberkeit oder Rauheit spielen eine Rolle, da Risse und Spalten wiederum ungelöste Gase enthalten könnten. Schlussendlich kann auch die Größe der Geometrie von Bedeutung sein, da sie nicht nur die Ausmaße des Kavitationsgebietes beeinflusst, sondern auch einen Einfluss auf die Eigenschaften des Fluids sowie die Grenzschichtströmung hat. [44, 50]

Da es nicht ohne Weiteres möglich ist all diese Effekte in einem Parameter zusammen zu fassen, wird ein primitiver Parameter, basierend auf grundsätzlichen Ähnlichkeitsbedingungen, genutzt. Der Einfluss anderer Parameter wird dann als Abweichung zu Vorhersagen dieses primitiven Parameters betrachtet. [50]

Zur Herleitung dieses primitiven Parameters wird ein einfaches Fluid mit konstanten Fluidparametern betrachtet, das z.B. ein eingetauchtes Objekt umströmt. Die Relativströmung zwischen dem eingetauchten Objekt und der umgebenden Flüssigkeit resultiert in einer Druckvariation entlang der Oberfläche des Objekts. Die Differenz zwischen

dem Druck an einem beliebigen Punkt auf dem Objekt sowie dem Druck in einiger Entfernung zum Objekt ist proportional zum Quadrat der Relativgeschwindigkeit. Dies kann durch das Negativ des bekannten Druckkoeffizienten C_p ausgedrückt werden [50]:

$$-C_p = \frac{(p_\infty - p)_d}{\rho_l V_\infty^2 / 2} \quad (2.4)$$

ρ_l = Dichte des Fluides

V_∞ = Relativgeschwindigkeit des ungestörten Fluides zum eingetauchten Objekt

p_∞ = Druck des ungestörten Fluides

p = Druck an einem beliebigen Punkt auf dem Objekt

$(p_\infty - p)_d$ = Druckdifferenz durch dynamische Effekte der Fluidbewegung

Hierbei wird zunächst der Einfluss der Gravitation vernachlässigt. Unter der Annahme, dass an irgendeiner Stelle auf dem Objekt der Druck minimal sein wird, kann man Gl. (2.4) auch wie folgt darstellen [50]:

$$(-C_p)_{min} = \frac{p_\infty - p_{min}}{\rho V_\infty^2 / 2} \quad (2.5)$$

Ohne Kavitationserscheinungen sowie unter Vernachlässigung von REYNOLDS-Zahl Einflüssen, hängt dieser Wert nur von der Geometrie des Objekts ab. Es ist daher relativ einfach Bedingungen zu schaffen, durch die p_{min} unterhalb eines Wertes liegt ab dem Kavitation auftreten kann. Dies kann, entsprechend Gl. (2.5), entweder durch eine Erhöhung der Relativgeschwindigkeit V_∞ bei einem gleichzeitig konstantem Druck p_∞ geschehen, oder durch kontinuierliches Absenken des Druckes p_∞ bei gleichzeitig konstanter Relativgeschwindigkeit V_∞ . Beide Möglichkeiten sorgen für eine Verringerung der lokalen Absolutdrücke entlang der Oberfläche des Objekts. Vernachlässigt man die Oberflächenspannung, dann entspricht p_{min} dem Druck innerhalb der Kavitationsblasen. Mit der Annahme, dass Kavitation dann auftritt, wenn p_{min} dem Dampfdruck p_v entspricht, kann man die Kavitationszahl σ (manchmal auch THOMA-Zahl genannt) wie folgt definieren [44, 50]:

$$\sigma = \frac{p_\infty - p_v}{\rho V_\infty^2 / 2} \quad (2.6)$$

Die Druckdifferenz in Gl. (2.6) entsteht ausschließlich durch die dynamischen Effekte der Fluidbewegung, Druckschwankungen z.B. durch Turbulenz gehen nicht mit ein. Weiterhin stellt die Kavitationszahl nur eine vereinfachte und keine vollständige Messung der dynamischen Ähnlichkeit dar. [50]

Mit σ_i (*inception*) wird in der Regel derjenige Wert gekennzeichnet, bei dem die Kavitation einsetzt. Der Beginn der Kavitation stellt das Auftreten von kleinen Blasen auf

dem oder in der Nähe des Objektes, an der Stelle des geringsten Druckes dar. Die kontinuierliche Steigerung der Strömungsgeschwindigkeit V_∞ (oder das Absenken von p_∞) führen dazu, dass sich der Bereich entlang der Oberfläche des Objektes, in dem der Druck den kritischen Wert unterschreitet, immer weiter vergrößert, wodurch sich ebenfalls das Kavitationsgebiet ausdehnt. [50]

Verringert man nach dem Einsetzen der Kavitation weiter den Druck p_∞ , bzw. erhöht die Strömungsgeschwindigkeit V_∞ , sinkt die Kavitationszahl, da p_v in der Regel als konstant angenommen werden kann. Dementsprechend nimmt die Kavitationszahl einen definierten Wert für jedes Stadium (oder jeden „Grad“) der Kavitation an. Diese Relation ist jedoch für jede Geometrie unterschiedlich. Für den Beginn der Kavitation wird σ zu σ_i , mit voranschreitender Kavitation wird $\sigma < \sigma_i$. [50]

Die Kavitationszahl σ kann eingesetzt werden, um die Strömungsbedingungen mit der Möglichkeit des Auftretens von Kavitation zu verknüpfen. Darüber hinaus können auch Aussagen über den Grad der Kavitation gemacht werden. Für ein beliebiges System, für das der vorhandene oder potentielle Dampfdruck p_v bekannt ist, kann die Kavitationszahl σ für den gesamten Bereich der Strömungsgeschwindigkeit V_∞ und des Drucks p_∞ berechnet werden. Andererseits hat, wie schon erwähnt, für jeden Grad der Kavitation (vom Beginn zu einem beliebig fortgeschrittenem Stadium) die Kavitationszahl einen bestimmten Wert. Durch Variation der Strömungsbedingungen, so dass σ größer, kleiner oder gleich σ_i ist, kann man die ganze Bandbreite von nicht vorhandener Kavitation bis zu einem beliebigen Grad der Kavitation erreichen. [50]

Eine einfache physikalische Deutung der Kavitationszahl folgt aus der Betrachtung einer Kavitationsblase, die aus einer Region mit niedrigem Druck in eine Region mit höherem Druck strömt. Der Zähler in Gl. (2.6) hängt in diesem Fall direkt mit dem Druckzuwachs zusammen, also mit der Tendenz die Blase wieder kollabieren zu lassen. Der Nenner ist der dynamische Druck der Strömung. Die Druckvariationen auf der Oberfläche eines Objektes entstehen im Wesentlichen aufgrund der lokalen Strömungsgeschwindigkeit. Dementsprechend kann die Strömungsgeschwindigkeit als ein Maß für die Druckreduktion herangezogen werden, die dafür sorgt, dass eine Kavitationsblase entsteht oder sich vergrößert. Die Kavitationszahl stellt damit das Verhältnis aus dem für den Blasenkolaps verantwortlichen Druck zu dem für eine Blasenbildung (oder ein Blasenwachstum) vorhandenem Druck dar [50].

Die Kavitationszahl ist ein sehr nützlicher Parameter, um viele unterschiedliche Aspekte von Kavitationsphänomenen zu beschreiben. Man kann mit Hilfe der Kavitationszahl zum Beispiel direkt den relativen Widerstand eines spezifischen Objektes gegen Kavitation angeben. Dafür muss lediglich die Kavitationszahl σ_i für den Beginn der Kavitation, z.B. durch Messungen oder Simulationen, bekannt sein. Je niedriger der Wert von σ_i ist,

desto tiefer kann der Druck innerhalb des Systems sinken bevor Kavitation auftritt und desto höher ist dem zu folge der Widerstand des Objektes gegen Kavitation.

Die grundsätzliche Bedeutung der Kavitationszahl leitet sich aus dem Umstand ab, dass sie ein Index für die dynamische Ähnlichkeit von Strömungsbedingungen ist, bei denen Kavitation auftritt. Gleichzeitig bedeutet dies, dass der Gebrauch der Kavitationszahl durch eine Vielzahl von Bedingungen limitiert ist. Vollständige dynamische Ähnlichkeit der Strömungsbedingungen zwischen Strömungen in zwei unterschiedlichen Systemen setzt voraus, dass die Effekte aller physikalischen Zustände reproduziert werden. Dementsprechend reicht es nicht nur aus, identische thermodynamische und chemische Eigenschaften sowie eine identische Geometrie anzunehmen. Es müssen weiterhin ein identischer Reinheitsgrad des Fluides sowie identische Effekte durch Viskosität, Gravitation und Oberflächenspannung für jeden Grad der Kavitation angenommen werden. Ein bestimmter Grad an Kavitation ist also nur reproduzierbar, wenn die Werte der REYNOLDS-Zahl, FROUDE-Zahl, WEBER-Zahl, etc., sowie der Kavitationszahl reproduziert werden. Des Weiteren muss für eine Ähnlichkeit der Strömungsbedingungen ebenfalls eine Messung der relativen Ausrichtung der Hauptströmung zu den Grenzflächen vorliegen, da die grundsätzlichen Strömungsmuster von der Geometrie abhängen. [50]

In der Literatur werden oft unterschiedliche, nicht einheitliche Referenzpunkte für Druck und Geschwindigkeit genutzt, so dass ein direkter Vergleich basierend auf der Kavitationszahl oftmals schwierig ist, wenn die verwendete Definition nicht angegeben ist.

Unter dem Begriff Größeneffekt werden alle Abweichungen von der einfachen Ähnlichkeitsbeziehung bezeichnet. Maßgeblich können die Viskosität, Gravitation, Oberflächenspannung, thermodynamische Eigenschaften sowie Verunreinigungen der Flüssigkeit und die Oberflächeneigenschaften den Größeneffekt negativ beeinflussen (mehr dazu in Kapitel 2.1.1.4 u. 2.1.2.2).

Die Kavitationszahl kann nach NURICK auch rein auf der Grundlage von Druckdifferenzen definiert werden [44, 51] und soll im folgenden mit σ_p bezeichnet werden:

$$\sigma_p = \frac{p_{downstream} - p_v}{p_{upstream} - p_{downstream}} \quad (2.7)$$

Diese Definition geht aus einer eindimensionalen Betrachtung hervor und hat sich besonders bei Blenden und Düsen bewährt. In der Literatur wird im Zähler manchmal statt dem Austrittsdruck auch der Eintrittsdruck als Referenzwert genutzt, dadurch ergibt sich eine leichte Verschiebung der Werte. Die berechneten Werte für σ nach Gl. (2.6) und Gl. (2.7) können sich ebenfalls deutlich unterscheiden, so dass neben der Angabe der Kavitationszahl auch immer die verwendete Definition inklusive der verwendeten Referenzgrößen angegeben werden sollte, andernfalls ist ein direkter Vergleich unmöglich¹.

¹Siehe z.B. Abb. 5.16 für einen direkten Vergleich unterschiedlicher Kavitationszahlen.

2.1.1.4 Einfluss der Fluidqualität

Unter dem Begriff Fluidqualität wird in der Regel der Grad der Reinheit, bzw. Verschmutzung, des Fluids in Bezug auf Kavitationskeime zusammen gefasst. Dabei wird für gewöhnlich kein Unterschied zwischen homogenen oder heterogenen Keimen gemacht. Weiterhin wird darunter sowohl die Anzahl der Keime, bzw. die Keimdichte, verstanden, als auch deren Größenspektrum.

Obwohl der Einfluss der Fluidqualität auf die Kavitation und vor allem auf deren Beginn schon früh bekannt war, wurde er erst in den letzten Jahrzehnten systematisch und extensiv untersucht. Durch umfassende Vergleiche aller zu der Thematik vorliegenden Daten sowie durch seine eigenen Untersuchungen bewies KELLER [52], wie wichtig der Einfluss der Fluidqualität für den Beginn der Kavitation, aber auch für die generelle Erscheinung der Kavitation ist. So wurden schon 1978 vergleichende Experimente, mit demselben Hydrofoil als Testobjekt, an unterschiedlichen Kavitationsprüfständen durchgeführt. Diese Experimente sollten den Einfluss der Fluidqualität verdeutlichen und quantifizieren. Ein Teil dieser Ergebnisse ist in Abb. 2.3 in Form der Messung des Einsetzens der Spitzenwirbelkavitation an be-

sagtem Hydrofoil, bei unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten dargestellt. Obwohl die Messungen bei gleichem Gasgehalt mit ein und demselben Testobjekt durchgeführt wurden, weichen die Ergebnisse der unterschiedlichen Prüfstände stark voneinander ab. Laut der klassischen Kavitationstheorie sollten bei geometrisch ähnlichen Objekten ähnliche Kavitationserscheinungen für gleiche Kavitationszahlen σ auftreten. Dies sollte unabhängig von physikalischen Parametern sein, wie der Größe des Objektes, der Strömungsgeschwindigkeit, der Temperatur, dem Fluid an sich, usw.. Doch wie in den vorangegangenen Abschnitten angedeutet wurde, entspricht dieses Verhalten nicht der Realität. Wie ebenfalls bereits erwähnt, wird in der Regel angenommen, dass Kavitation einsetzt sobald der lokale Druck an irgend einem Punkt in der Strömung dem Dampfdruck $p_v(T)$ entspricht (vgl. Kapitel 2.1.1). Abbildung 2.3 verdeutlicht aber, wie aufgrund der Wasserqualität die Zerreißfestigkeit stark variieren und damit zu völlig unterschiedlichen Ergebnissen führen kann.

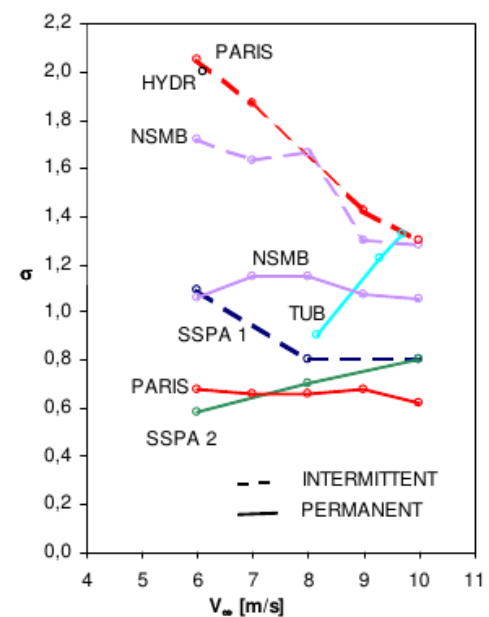


ABBILDUNG 2.3: Beginn der Spitzenwirbelkavitation an einem Hydrofoil, gemessen in unterschiedlichen Kavitationsstufen, bei gleichem Gasgehalt [52, 53].

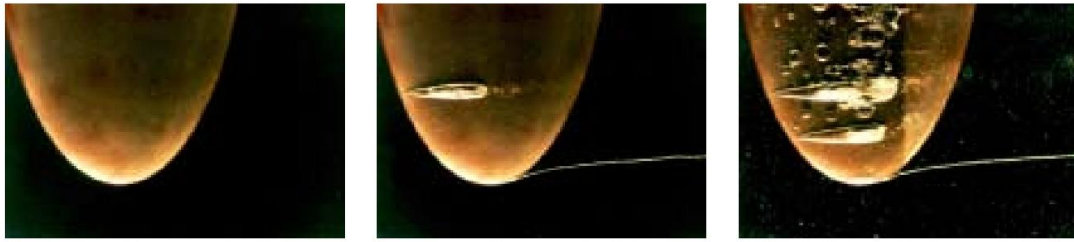
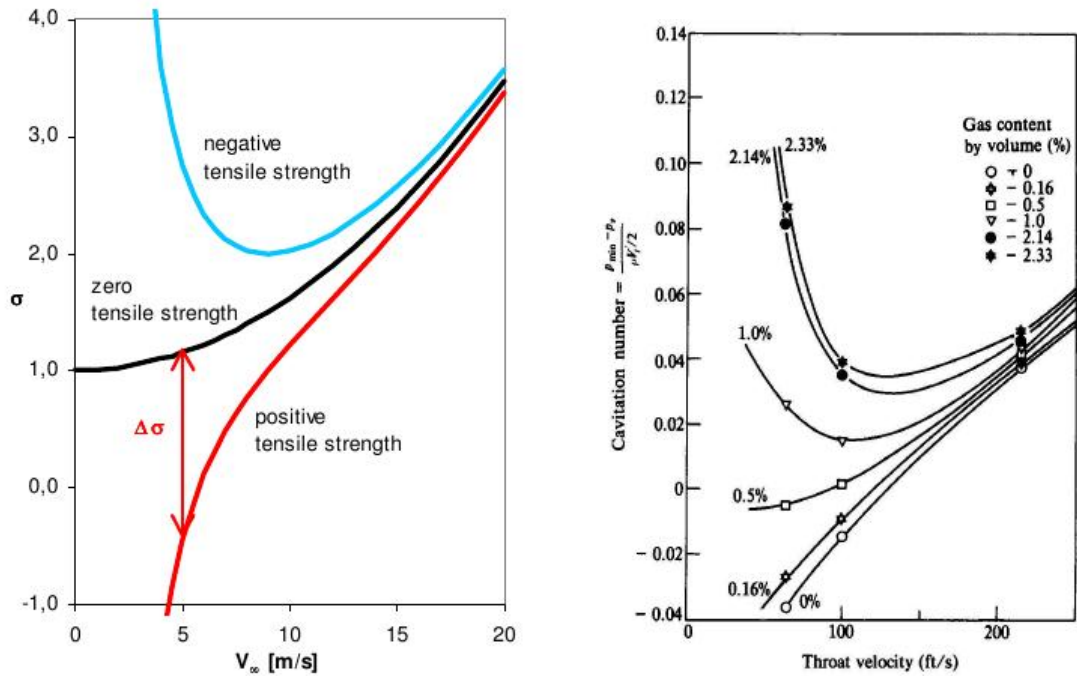


ABBILDUNG 2.4: Einfluss der Wasserqualität auf die Kavitation an einem NACA 16020 Hydrofoil. (Sehnenlänge = 200 mm, Anstellwinkel $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 9.5$ m/s, $\sigma = 0.69$, Strömung von links nach rechts) [52].

Abbildung 2.4 verdeutlicht noch einmal den Einfluss der Wasserqualität sowohl auf den Kavitationsbeginn als auch auf deren Ausmaß. Die drei Bilder zeigen ein NACA 16020 Profil bei gleicher Kavitationszahl, gleicher Anströmgeschwindigkeit, sowie gleichem Anströmwinkel, jedoch bei unterschiedlicher Wasserqualität. Im linken Bild weist das Wasser eine hohe Zugfestigkeit auf, es ist also sehr rein und beinhaltet nur eine sehr geringe Anzahl an Kavitationskeimen. Im mittleren Bild wurde unbehandeltes Leitungswasser verwendet, das naturgemäß keine Zugfestigkeit aufweist. Hier kann man schon Spitzenwirbelkavitation sowie eine einzelne, auf der Oberfläche fixierte Kavitationsblase ausmachen. Im rechten Bild wurde die Anzahl der Kavitationskeime erhöht, sodass das Wasser nun eine negative Zugfestigkeit aufweist. Dadurch hat sich das Kavitationsgebiet auf der Oberfläche des Profils stark vergrößert und auch die Spitzenwirbelkavitation ist nun deutlich stärker ausgeprägt [52].

Basierend auf experimentellen Ergebnissen an Hydrofoils von KELLER wird in Bild 2.5(a) der Effekt der Zugfestigkeit des Wassers schematisch dargestellt. Gezeigt wird die Kavitationszahl bei einsetzender Kavitation σ_i für unterschiedliche Zugfestigkeiten des Wassers. Gerade bei niedrigen Referenzgeschwindigkeiten wirkt sich der Einfluss der Zugfestigkeit besonders stark auf die Messergebnisse aus, bei größer werdenden Geschwindigkeiten sinkt der Einfluss jedoch rapide ab. Ein sehr ähnliches Verhalten hat HAMMITT bei Untersuchungen des Einflusses des Gasgehaltes auf den Kavitationsbeginn in Venturi-Düsen erhalten [54]. In Abbildung 2.5(b) sind die von ihm gemessenen Kavitationszahlen für den Kavitationsbeginn σ_i in Abhängigkeit der Düsenhalsgeschwindigkeit aufgetragen. Bedenkt man, dass bei einem *bar* die für das Einsetzen der Kavitation nötige Geschwindigkeit gerade einmal etwa 14 m/s beträgt (siehe Abb. 2.2), sieht man in diesem Bereich einen sehr großen Einfluss des Gasgehaltes, bzw. der Zugfestigkeit auf den Kavitationsbeginn.

Die Untersuchungen, die von KELLER und anderen gemacht wurden, zeigen wie empfindlich die Kavitation auf die Wasserqualität reagieren kann. Kleinste Unterschiede in der Wasserqualität können teilweise große Unterschiede für den Kavitationsbeginn oder



(a) Schematische Darstellung des Einflusses der Zugfestigkeit auf den Beginn der Kavitation bzw. auf σ_i an einem Hydrofoil [52].

(b) σ_i in Abhängigkeit der Halsgeschwindigkeit einer Venturi-Düse für Wasser mit unterschiedlichem Gasgehalt [54]. (100 ft/s \approx 30 m/s)

ABBILDUNG 2.5: Vergleich zwischen schematisch dargestellten Versuchsergebnissen sowie realen Messdaten im Bezug auf den Einfluss der Zugfestigkeit von Flüssigkeiten auf den Kavitationsbeginn bei unterschiedlichen Geometrien.

die Ausdehnung der Kavitation bedeuten. Unterschiede in der Zugfestigkeit können sogar so stark ausgeprägt sein, dass dadurch andere Größeneffekte überdeckt werden und zu falschen Interpretationen von Messergebnissen führen. Daher ist es immer ratsam, eine Messung der Zugfestigkeit oder des Keimgehalts durchzuführen, andernfalls ist ein Vergleich unterschiedlicher Messergebnisse nur schwer möglich [52].

KELLER schlägt daher eine mögliche Variante vor, um die Kavitationszahl für den Kavitationsbeginn frei von Effekten der Wasserqualität zu machen. Dafür ersetzt er den Dampfdruck p_v durch den „wahren“ Druck bei dem die Flüssigkeit anfängt „aufzureißen“:

$$p_{crit} = p_v - p_{ts}.$$

Der Druck p_{ts} basiert dabei auf der Zugfestigkeit („tensile strength“) und kann sich nach Abb. 2.5 positiv oder negativ auswirken, wenn man den Dampfdruck als Referenzwert nimmt. Dies verschiebt jedoch lediglich die Problematik auf die Notwendigkeit einer Messung der Zugfestigkeit. Basierend auf Gl. (2.6) lässt sich die Kavitationszahl für den Kavitationsbeginn mit p_{crit} wie folgt formulieren [52]:

$$\sigma'_i = \frac{p_\infty - p_{crit}}{\rho V_\infty^2 / 2} = \frac{p_\infty - p_v + p_{ts}}{\rho V_\infty^2 / 2} = \sigma_i + \Delta\sigma_{ts} \quad (2.8)$$

2.1.2 Verlauf der Kavitation

2.1.2.1 Kavitationsarten

Vom Kavitationsbeginn bis zur voll ausgebildeten Kavitation durchläuft diese verschiedene Stadien. Anfänglich ist sie stark von der grundlegenden, nicht kavitierenden Strömungsstruktur abhängig. Bei Kavitationsbeginn fangen die Dampfblasen langsam an die Strömung zu stören und das ursprüngliche Strömungsbild zu beeinflussen. Durch zahlreiche Untersuchungen ist bekannt, dass das Kavitationsgebiet sowie dessen Erscheinungsform in Abhängigkeit der Geometrie, der Wasserqualität und der Kavitationszahl verschiedene Formen ausbilden kann [52, 55]. In der Literatur wird dabei häufig zwischen den Typen Schicht-, Wolken-, Blasen-, Wirbel- und Superkavitation unterschieden [47]. Die Grenzen zwischen diesen Formen sind jedoch fließend und in der Literatur nicht einheitlich definiert [53]. So können zum Beispiel auf der Niederdruckseite von Propellern und Flügelprofilen Dampfstrukturen mit einer sehr geringen Lebenszeit auftreten. Sie haben äußerlich die Form einer Schichtkavitation, durch Hochgeschwindigkeitsaufnahmen tritt die Blasenstruktur jedoch deutlich hervor, so dass man auch von einer Blasen kavitation sprechen kann.

- **Schichtkavitation:** Diese Art der Kavitation haftet oft an der Vorderkante von Körpern, die ein ausgeprägtes Druckminimum erzeugen, z.B. auf der Saugseite von Schaufeln oder Flügelprofilen oder in Kanälen mit scharfkantigen Hindernissen. Innerhalb des Kavitationsgebietes herrscht im Wesentlichen reiner Dampf vor. Die Schichtkavitation kann sowohl stationär sein, wobei die Länge der Kavitationsblase nur minimalen Schwankungen unterlegen ist, oder instationär, wobei große Bereiche der Kavitationsblase periodisch abgetrennt und anschließend neu gebildet werden. Die instationäre Schichtkavitation wird oftmals auch als Wolken kavitation bezeichnet [56].
- **Wolken kavitation:** Das Kavitationsgebiet besteht vorherrschend aus vielen kleinen Einzelblasen mit Radien von $10^{-5} - 10^{-4} \text{ m}$. Wolken kavitation wird häufig im Endbereich einer aufbrechenden, instationären Schichtkavitation beobachtet [47, 57].
- **Blasen kavitation:** Bei niedrigen Druckgradienten besteht das Kavitationsgebiet teils nur noch aus wenigen, relativ großen Blasen mit Radien um die 5 mm. Dabei hat besonders der Gasanteil des Fluides einen entscheidenden Einfluss auf die Anzahl und Größe der Kavitationsblasen. Aus Experimenten geht hervor, dass ein hoher Gasgehalt die Bildung von großen Blasen begünstigt [52, 53]. Mit sinkendem

Gasgehalt werden auch die Blasendurchmesser kleiner, so dass wiederum die Blasen kavitation eher in eine Schicht- oder Wolkenkavitation über geht [47] (s. z.B. Abb. 2.4).

- **Wirbelkavitation:** Die Spitzenwirbel von Schaufeln oder Propellern erzeugen im Wirbelkern ein ausgeprägtes Druckminimum, das Kavitationskeime und -Blasen anziehen kann, was zu langen, dünnen, kavitierenden Wirbelschleppen führt (s. z.B. Abb. 2.4).
- **Superkavitation:** Wird ausgehend von einer Schichtkavitation die Kavitationszahl weiter abgesenkt, dehnt sich das Kavitationsgebiet weiter zur Hinterkante des umströmten, bzw. durchströmten, Körpers aus. Superkavitation bedeutet dabei, dass das Ende des Kavitationsgebietes über den Körper hinaus reicht.

Generell zeigen experimentelle Arbeiten, dass Kavitation streng genommen immer ein instationärer Vorgang ist. Die Instationarität ist jedoch stark abhängig von der vorliegenden Kavitationsart. So entstehen bei der Blasen kavitation an einem umströmten Profil stochastisch einzelne Blasen an der Profilnase, werden ein Stück mit der Strömung transportiert und kollabieren dann. Allein dieser Vorgang ist hochgradig instationär. Senkt man die Kavitationszahl in diesem Beispiel weiter ab, geht die Blasen kavitation in eine Schichtkavitation über. Diese ist zwar quasi-stationär, kann unter bestimmten Voraussetzungen jedoch einen so genannten „Re-entrant Jet“ ausbilden. Dieser bricht zyklisch das Kavitationsgebiet auf und sorgt für eine komplette Neubildung des Gebietes. Einzig an stumpfen/scharfkantigen Körpern kann sich durch Ablösungen eine mehr oder weniger stationäre Schicht- oder Superkavitation ausbilden. Dies ist jedoch auch wieder eine Frage der zeitlichen Auflösung, da Hochgeschwindigkeitsaufnahmen auch hierbei deutlich das stochastische Abbrechen kleinerer Kavitationswolken, oder einzelner Blasen zeigen [47].

2.1.2.2 Maßstabeffekte

Neben dem bereits in Kapitel 2.1.1.4 beschriebenen Einfluss der Wasserqualität auf die Kavitation gibt es noch weitere, sogenannte Maßstabeffekte. Diese verursachen eine Abweichung des Kavitationsverhaltens bei Skalierung, so dass eine klassische Skalierung mittels REYNOLDS-Zahl und Kavitationszahl nicht möglich ist. So können z.B. Ergebnisse nicht ohne Weiteres von einem verkleinerten Testmodell auf die reale Geometrie übertragen werden. Im Folgenden sollen diese Effekte erläutert werden, jeweils davon ausgehend, dass die Wasserqualität konstant bleibt [47].

Geschwindigkeitsmaßstabseffekt:

Eine Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit führt bei konstanter Kavitationszahl zu einer stärker ausgeprägten Kavitation. Die Kavitationszahl ab der Kavitation einsetzt nimmt quadratisch mit der Anströmgeschwindigkeit zu. Aus empirischen Korrelationen erhält KELLER [52] für eine Geschwindigkeitsänderung den Zusammenhang:

$$\sigma_i = \sigma_0 \left[1 + \left(\frac{V_\infty}{V_0} \right)^2 \right] \quad (2.9)$$

σ_0 steht hierbei für die theoretische Kavitationszahl bei $V_\infty = 0$ und ist weitestgehend geometrieabhängig. Für V_0 hat sich ein konstanter Wert von 12 m/s als generell gültig erwiesen, unabhängig von Geometrieform und -größe oder Fluideigenschaften [52].

Größenmaßstabseffekt:

Eine Hochskalierung der Geometrie hat bei konstanter Kavitationszahl zur Folge, dass eine stärker ausgeprägte Kavitation auftritt. KELLER [52] hat hierfür den folgenden empirischen Zusammenhang für die geometrieabhängige Größe σ_0 gefunden:

$$\sigma_0 = k \left(\frac{L}{L_0} \right)^{1/2} \quad (2.10)$$

k ist eine charakteristische Größe, die das Kavitationsverhalten der jeweiligen Geometrie bestimmt, und L_0 ist eine beliebig zu wählende Referenzlänge.

Viskositätseffekt:

Die Viskosität hat einen großen Einfluss auf das gesamte Erscheinungsbild der Kavitation. Neben der Tatsache, dass eine erhöhte Viskosität das Blasenwachstum hemmt, hat diese auch einen großen Einfluss auf Strömungsablösungen sowie die Grenzschicht im Allgemeinen. Durch Experimente mit unterschiedlichen Flüssigkeiten hat KELLER [52] die folgende Korrelation ermittelt:

$$k = K \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^{1/4} \quad (2.11)$$

Der in Gl. (2.10) eingeführte Parameter k wird nun auf die Variation der Viskosität zurück geführt, sowie eine weitere Konstante K , welche über eine Turbulenzkorrelation bestimmt wird.

Turbulenzeffekt:

Die Turbulenz verursacht lokale Druckschwankungen, die sich somit direkt auf die Kavitationszahl auswirken können. Die Korrelation der Änderung des Turbulenzgrades führt KELLER auf die Standardabweichung der Anströmgeschwindigkeit S zurück [52]:

$$K = K_0 \left(1 + K_0 \frac{S}{S_0} \right) \quad (2.12)$$

Die Konstante K_0 ist schließlich ein experimentell zu bestimmender, charakteristischer Wert für die jeweilige Geometrie, bei einem Turbulenzgrad von 0%.

Damit erhält man schlussendlich eine empirische Korrelation der oben beschriebenen Einflüsse, mit der man die Kavitationszahl bei Einsetzten der Kavitation σ_i für jede Geometriegröße, Anströmgeschwindigkeit, Viskosität und jeden Turbulenzgrad bestimmen kann [52]:

$$\sigma_i = K_0 \left[1 + \left(\frac{V_\infty}{V_0} \right)^2 \right] \left(\frac{L}{L_0} \right)^{1/2} \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^{1/4} \left(1 + K_0 \frac{S}{S_0} \right) \quad (2.13)$$

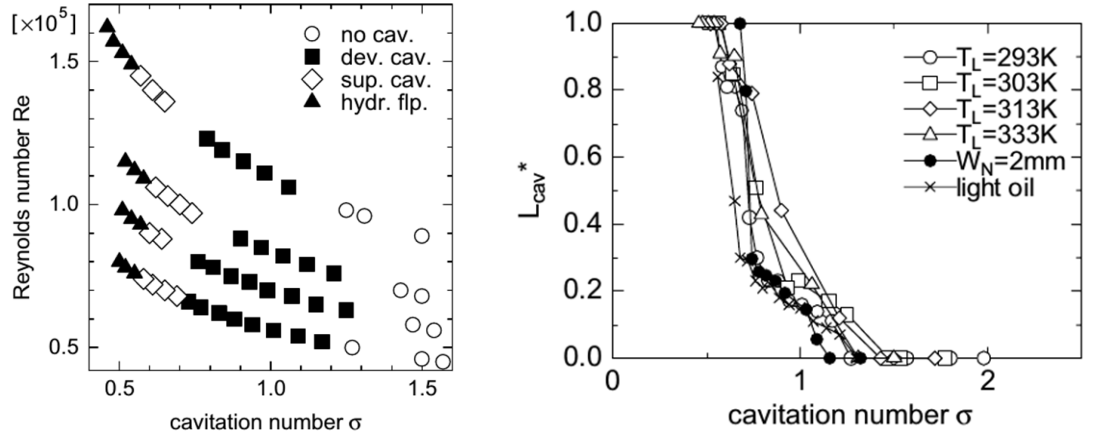
REYNOLDS-Zahl-Effekt:

In der Literatur werden oftmals Kavitationszahlen mit der REYNOLDS-Zahl korreliert, ohne dabei weitere Angaben über Geometriegröße oder Anströmgeschwindigkeit zu geben. Dabei hat sich gezeigt, dass mit zunehmender REYNOLDS-Zahl auch σ_i ansteigt. Allerdings treten bei einer Veränderung der REYNOLDS-Zahl die oben beschriebenen Maßstabseffekte auf. So macht es einen großen Unterschied, ob die REYNOLDS-Zahl durch eine Skalierung der Geometrie, einer Veränderung der Anströmgeschwindigkeit, oder der Viskosität, variiert wurde. Eine alleinige Korrelation mit der REYNOLDS-Zahl macht also wenig Sinn, allein schon deshalb, weil sie die Wasserqualität nicht berücksichtigt [47].

Thermische Effekte:

Dadurch, dass der Dampfdruck stark von der Temperatur abhängt, kann es zu sogenannten thermischen Effekten kommen. Dies bedeutet im Allgemeinen eine Verringerung der Blasenwachstums- und Kollapsgeschwindigkeit und hat damit direkte Auswirkungen auf die Kavitationserosion, deren Schadpotential bei zunehmender Temperatur sinkt [58]. Die Auswirkungen des thermischen Effektes hängen stark vom Fluid und damit den Stoffeigenschaften ab, so dass eine Temperaturänderung stets mehrere Parameter wie z.B. die Dichte, die Viskosität etc. ändert. In der Regel sagt man, dass der thermische Effekt bei Wasser erst ab Temperaturen oberhalb 50 °C einen merklichen Einfluss hat [47]. Allerdings hat der thermische Effekt bei der Verwendung von kryogenen Fluiden, z.B. in Turbopumpen von Raketentriebwerken, einen erheblichen Einfluss auf das Kavitationsverhalten und damit auf die Auslegung [59, 60].

Experimente von SOU ET AL. mit Wasser in einer zweidimensionalen Einspritzdüse zeigen bei Temperaturen von 20-60 °C kaum Einfluss auf die sich entwickelnden Kavitationsgebiete (Abb. 2.6(a)). Lediglich die Re -Zahl ändert sich aufgrund der Temperaturabhängigkeit der kinematischen Viskosität ν . Gleiches gilt für die dimensionslose Länge der Kavitationsblase L_{cav}^* in Abb. 2.6(b), die im untersuchten Temperaturbereich kaum beeinflusst wird. Auch bei einer Halbierung des Düsenhalsdurchmesser auf 2 mm oder bei der Verwendung von Öl anstatt Wasser zeigt sich so gut wie kein Einfluss.



(a) Thermische Abhängigkeit der Kavitation von der Re -Zahl und der Kavitationszahl. „no cav.“= keine Kavitation, „dev. cav.“= Einsetzen der Kavitation, „sup. cav.“= Superkavitation, „hydr. flp.“= hydraulic flip; mit $\sigma Re = \frac{V_{th} d_{th}}{\nu_l}$, $\sigma = \frac{P_{out} - P_v}{0.5 \rho_l V_{th}^2}$, $d_{th} = 4mm$ und $T_l = 293, 303, 313, 333K$.

(b) Dimensionslose Länge des Kavitationsgebietes L_{cav}^* in Abhängigkeit der Kavitationszahl σ ; mit $L_{cav}^* = L_{cav}/d_{th}$ und $\sigma = \frac{P_{out} - P_v}{0.5 \rho_l V_{th}^2}$.

ABBILDUNG 2.6: Experimentelle Untersuchungen von SOU ET AL. an 2D-Einspritzdüsen bezüglich des thermischen Effektes bei moderaten Flüssigkeitstemperaturen [61].

2.1.2.3 Kompressibilitätseffekte

Auch wenn Wasser und Dampf für sich genommen aufgrund der auf den ersten Blick geringen MACH-Zahlen der kavitierenden Düsenströmung (s. Kapitel 2.1.1) jeweils als inkompressibel angesehen werden können, verhält sich das Flüssigkeits-Dampf-Gemisch doch deutlich anders.

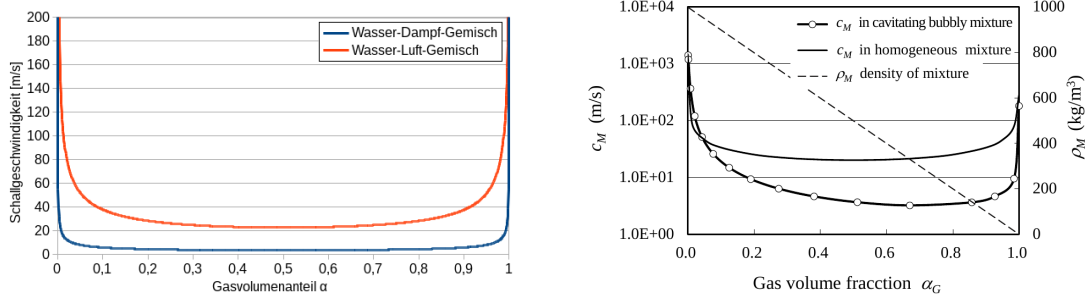
So lässt sich die Schallgeschwindigkeit a_m für ein homogenes Zweiphasengemisch unter der Annahme eines thermodynamischen und mechanischen Gleichgewichtes folgendermaßen berechnen [62]:

$$a_m^2 = \left[(\alpha_v \rho_v + (1 - \alpha_v) \rho_l) \left(\frac{\alpha_v}{\rho_v a_v^2} + \frac{1 - \alpha_v}{\rho_l a_l^2} \right) \right]^{-1} \quad (2.14)$$

In Abb. 2.7(a) sind die nach Gl. (2.14) berechnete Variation der Schallgeschwindigkeit einmal für ein Wasser-Luft-Gemisch und einmal für ein Wasser-Dampf-Gemisch gezeigt. Die Abbildung zeigt auf der Ordinate jeweils nur einen gewissen Geschwindigkeitsbereich. Ausgehend von $a_{Wasser} = 1484 \text{ m/s}$ und $a_{Luft} = 330 \text{ m/s}$ für eine Temperatur von $t = 20^\circ \text{C}$ sinkt die Schallgeschwindigkeit des Wasser-Luft-Gemisches auf Werte von $a_m \approx 20 \text{ m/s}$, in einem Bereich von $\alpha = 0.4 - 0.6$, ab. Für ein Wasser-Dampf-Gemisch mit einer Temperatur von 20°C , sinkt die Schallgeschwindigkeit sogar auf Werte unter 5 m/s ab [34].

Diese Strömungsgeschwindigkeiten werden im Düsenhals leicht erreicht, so dass davon

ausgegangen werden kann, dass die lokale MACH-Zahl teilweise Werte um 1 annimmt und damit deutlich im kompressiblen Bereich liegt. Die Berechnung der Schallgeschwindigkeit



(a) Variation der Schallgeschwindigkeit in einem homogenen Wasser-Dampf und Wasser-Luft-Gemisch nach Gl. (2.14) [39] [62].

(b) Variation der Schallgeschwindigkeit in einer kavitierenden Flüssigkeits-Blasen-Mischung ('cavitating bubbly mixture') im Vergleich zu einem homogenen Gemisch ('homogeneous mixture') [63].

ABBILDUNG 2.7: Variation der Schallgeschwindigkeit bei unterschiedlichen Zweiphasengemischen

in Abb. 2.7 unterliegt einigen Annahmen, die für eine kavitierende Düsenströmung nur bedingt zutreffen. Selbst unter der Annahme eines thermodynamischen und mechanischen Gleichgewichtes ist die Annahme eines homogenen Gemisches aus Flüssigkeit und kleinen, gleich verteilten Dampfbläschen eher fragwürdig. Unter speziellen Bedingungen kann in der Tat eine Blasen kavitation mit einer relativ homogenen Verteilung kleiner Bläschen beobachtet werden [59, 64]. In der Regel besteht die „Kavitationsblase“ aber aus einer Vielzahl von Blasen unterschiedlichen Durchmessers, oder sogar größeren Dampf-bereichen, die eher inhomogen verteilt sind [64].

PENG ET AL. sind in der Bestimmung der Schallgeschwindigkeit eines Wasser-Dampfblase-Gemisches noch einen Schritt weiter gegangen und haben die Kompressibilität des Gemisches mit berücksichtigt [63]. In Abb. 2.7(b) ist die so ermittelte Variation der Schallgeschwindigkeit ('cavitating bubbly mixture') im Vergleich zu einem homogenen Gemisch gezeigt und man erkennt einen deutlichen Einfluss auf die ermittelte Schallgeschwindigkeit des Gemisches.

Mittlerweile gibt es eine Vielzahl an numerischen Untersuchungen mit unterschiedlichen Modellen zur Berücksichtigung der Kompressibilität. Der numerische Einfluss der Kompressibilität auf die Ergebnisse ist in der Literatur allerdings nicht konsistent. So beschreiben manche Autoren lediglich einen geringen Einfluss [65], während andere einen großen Einfluss auf die Dynamik der Kavitationsblase beschreiben [66].

Neben der Kompressibilität wird mittlerweile auch teilweise der Einfluss von nicht-kondensierbarem Gas (NKG) innerhalb der Kavitationsblasen berücksichtigt. Kavitationsblasen benötigen stets einen Keim. Dies kann ein Feststoffpartikel sein, aber auch eine bereits in der Flüssigkeit vorhandene Gasblase aus NKG. Dementsprechend bestehen Kavitationsblasen in der Regel nicht nur aus reinem Dampf, sondern enthalten auch

oftmals einen geringen Anteil weiterer Gase, wie z.B. Luft. Dieser geringe Luftanteil kann allerdings zu stark abweichenden Stoffgemischparametern führen [67, 68].

2.1.3 Kollaps der Kavitationsblasen

Geraten die Kavitationsblasen wieder in Bereiche höheren Druckes beginnen diese zu implodieren. Gerade im letzten Stadium der Implosion treten einige Phänomene auf, die bis jetzt noch unzulänglich in Theorie und Praxis beschrieben sind. In der letzten Phase der Implosion treten z.B. Drücke von mehreren 1000 *bar* in der direkten Blasenumgebung auf [69, 70]. Weiterhin werden auch theoretische Temperaturen von bis zu 100000 *K* in der direkten Blasenumgebung postuliert [71]. Werte dieser Größenordnung experimentell nachzuweisen ist aufgrund der extrem geringen örtlichen Ausdehnung sowie der extrem kurzen zeitlichen Periode äußerst schwierig.

Die ersten theoretischen Überlegungen bezüglich des Blasenkollapses gehen auf BESANT und später auf RAYLEIGH zurück (siehe Kapitel 2.1.1.2).

2.1.3.1 Kavitationserosion

Findet der Blasenkollaps in Wandnähe statt, können dabei Materialschäden auftreten, die eine zuvor glatte Oberfläche nun schwammartig erscheinen lassen. Das Ausmaß dieser Schädigung hängt sowohl vom Oberflächenmaterial als auch von der zeitlichen Belastung ab und kann enorme Ausmaße annehmen, wie das 11 Meter tiefe Loch in einem Abflusskanal der Glen-Canyon-Staumauer eindrucksvoll verdeutlicht. Obwohl lange bekannt, ist die Kavitationserosion noch lange nicht abschließend geklärt, sondern vielmehr Gegenstand intensiver Erforschung.



ABBILDUNG 2.8: Kavitationsschäden am linken Abflusskanal der Glen-Canyon-Staumauer im September 1983 [72].

Derzeit gibt es zwei Mechanismen, die das Abtragen von Material durch Kavitation erklären sollen. Diese sind in Abb. 2.9 schematisch dargestellt. Der erste Mechanismus entsteht aufgrund der extrem hohen Drücke, die bei der Implosion einer Blase auftreten und sich in radialer Richtung ausbreiten. Der Betrag des Druckes ist dabei nach Gl. (2.74) umgekehrt proportional zum Radius der Blase. Wie bereits erwähnt können hierbei Druckspitzen von bis zu mehreren Tausend *bar* auftreten. Findet der Blasenkollaps

sehr nahe der Wand statt, entwickelt sich ein weiteres Phänomen. Bedingt durch die Wand kollabiert die Blase unsymmetrisch und es formt sich ein Mikrojet in Richtung Wand aus. Die Bildung des Mikrojets kann durch die Präsenz der Wand erklärt werden. Diese verhindert beim Blasenkollaps, dass Flüssigkeit aus Richtung der Wand in die kollabierende Blase nach strömen kann, wodurch die Blase auf der entgegengesetzten Seite schneller kollabiert. Diese Asymmetrie verstärkt sich zusehends und resultiert schließlich in der Formierung des Mikrojets, dessen Geschwindigkeit 1000 m/s und mehr erreichen soll [71].

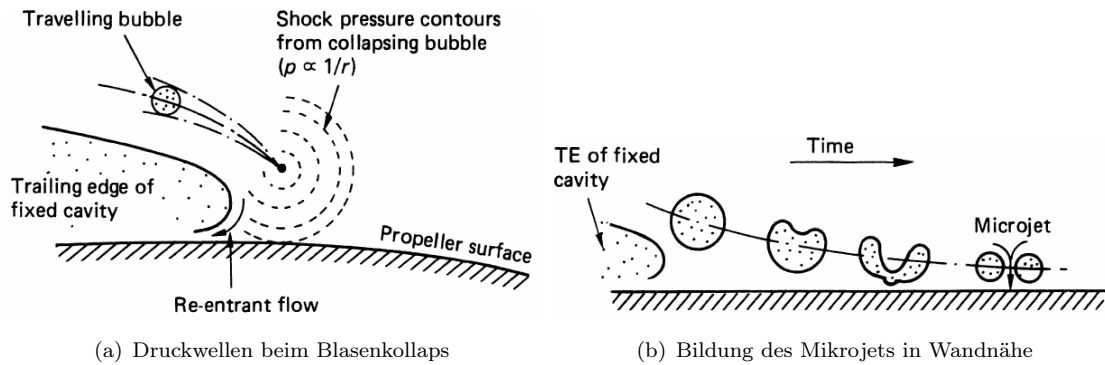


ABBILDUNG 2.9: Schematische Darstellung der Mechanismen der Kavitationserosion beim Blasenkollaps [71].

Inwiefern diese beiden physikalischen Mechanismen für den Materialabtrag verantwortlich sind ist bisweilen noch nicht abschließend geklärt [58]. Auch die numerische Berechnung von Bereichen die besonders erosionsgefährdet sind ist noch weit davon entfernt genaue Vorhersagen treffen zu können.

2.2 Von der kavitierenden Düse zum Durchflussmessgerät

Blenden, Düsen und dergleichen gehören mit zu den ältesten Durchflussmessgeräten und werden als Wirkdruckmessgeräte bezeichnet. Sie basieren darauf, dass eine definierte Störung in Form einer Querschnittsverringering zu einem definierten Druckunterschied innerhalb der Strömung führt. Dieser wird gemessen und zur Bestimmung des Massen- oder Volumenstromes genutzt.

Für eine stationäre, inkompressible, reibungsfreie Strömung wird dazu der Impulserhaltungssatz nach BERNOULLI herangezogen. Dieser besagt, dass die Summe der Energien entlang einer Stromlinie konstant bleibt, solange Energie weder zu- noch abgeführt wird [74]:

$$P_t = p + \frac{\rho v^2}{2} + \rho gh = \text{konstant} \quad (2.15)$$

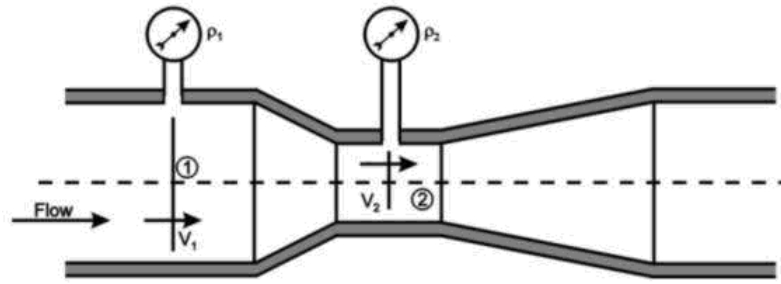


ABBILDUNG 2.10: Venturi-Düse [73]

Angewendet auf die beiden Bezugsebenen in Abb. 2.10 erhält man unter Annahme eines konstanten geodätischen Druckes:

$$p_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} = p_2 + \frac{\rho v_2^2}{2} \quad (2.16)$$

Bzw. umgeformt zur Druckdifferenz:

$$\Delta p = p_1 - p_2 = \frac{\rho}{2}(v_2^2 - v_1^2) \quad (2.17)$$

Da aber weder v_1 noch v_2 bekannt sind müssen diese noch ersetzt werden. Dafür wird die Massenerhaltung für ein inkompressibles Fluid ($\rho = \text{const}$) heran gezogen. Diese besagt, dass durch jeden Querschnitt die gleiche Masse pro Zeit fließt:

$$\dot{m}_1 = \dot{m}_2 \rightarrow \rho v_1 A_1 = \rho v_2 A_2 \rightarrow v_1 A_1 = v_2 A_2 = \dot{m} \quad (2.18)$$

Umgeformt zur unbekannten Geschwindigkeit v_1 :

$$v_1 = v_2 \frac{A_2}{A_1} \text{ bzw. } v_1 = v_2 \left(\frac{d_2}{D_1} \right)^2 \quad (2.19)$$

Mit D_1 als dem Rohrdurchmesser an Stelle 1 und d_2 als dem Halsdurchmesser der Venturidüse. Für v_2 kann man Gl. (2.18) umformen zu:

$$v_2 A_2 = \dot{m} \rightarrow v_2 = \frac{\dot{m}}{A_2} \quad (2.20)$$

Ersetzt man nun in in Gl. (2.17) zunächst v_1 und anschließend v_2 erhält man:

$$\Delta p = \frac{\rho}{2} \left(\frac{\dot{m}}{A_2} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{d_2}{D_1} \right)^4 \right] \quad (2.21)$$

Umgeformt zum gesuchten theoretischen Massenstrom \dot{m}_{theo} , sowie unter Verwendung des Durchmesserverhältnisses $\beta = d_2/D_1$:

$$\dot{m}_{theo} = \frac{1}{\sqrt{(1 - \beta^4)}} A_2 \sqrt{2\rho\Delta p} \quad (2.22)$$

Damit ist die Messung des Massenstromes zurückgeführt auf eine Messung der Druckdifferenz, eine Bestimmung der Dichte (z.B. über eine zusätzliche Temperaturmessung) sowie auf bekannte geometrische Parameter.

Für kavitierende Düsen wird jedoch keine Massenstrommessung in dem Sinn wie oben beschrieben angestrebt, sondern vielmehr die Bereitstellung eines definierten Massenstromes im kavitierenden Zustand. Dazu wird die sich selbstständig einstellende Durchflussbegrenzung der kavitierenden Strömung ausgenutzt. Ähnlich den kritisch durchströmten Venturi-Düsen in der Gasdurchflussmessung, bei denen der Umstand ausgenutzt wird, dass die Strömung im Düsenhals nicht über $MACH = 1$ beschleunigt werden kann, wird bei kavitierenden Düsen ausgenutzt, dass der Druck (bei unbehandelten Fluiden) nicht unterhalb des Dampfdruckes absinken kann.

Für diesen Fall wird in der Regel angenommen, dass der Druck im Düsenhals gleich dem Dampfdruck des Fluides bei der entsprechenden Fluidtemperatur ist: $p_2 = p_v$. Ausgehend von Gl. (2.16):

$$P_{t1} = p_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 = p_2 + \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 \quad (2.23)$$

wird diese wiederum zur unbekannten Geschwindigkeit im Düsenhals v_2 umgeformt:

$$v_2 = \sqrt{\frac{2(P_{t1} - p_2)}{\rho}} \quad (2.24)$$

und anschließend in die Kontinuitätsgleichung eingesetzt. Damit erhält man den theoretischen Massenstrom für ein inkompressibles Fluid bei reibungsloser Betrachtung der Strömung:

$$\dot{m}_{theo} = \rho A_2 v_2 = \rho A_2 \sqrt{\frac{2(P_{t1} - p_2)}{\rho}} = A_2 \sqrt{2\rho(P_{t1} - p_v)} \quad (2.25)$$

Unter Einbeziehung von Abweichungen vom idealen Zustand, wie sie z.B. durch Reibungsverluste oder die Beschleunigung des Fluides entstehen, erhält man nach DIN EN 5167 folgende Beziehung für die Bestimmung des Massenstromes ohne Kavitationerscheinungen [75]:

$$\dot{m} = \frac{C_{Venturi}}{\sqrt{1 - \beta^4}} \epsilon_1 \rho A_2 \sqrt{\frac{2(p_1 - p_2)}{\rho}} \quad (2.26)$$

Mit $C_{Venturi}$ als dem Durchflusskoeffizienten, der bei inkompressiblen Fluiden den Unterschied zwischen realem und dem idealem, reibungsfreien Durchfluss erfasst [75]. Der

Koeffizient $C_{Venturi}$ ist für das Venturirohr lediglich von empirischen Konstanten, sowie dem Öffnungsverhältnis β abhängig [76]:

$$C_{Venturi} = 0.9858 - 0.196\beta^{4.5} \quad (2.27)$$

und ϵ_1 als der Expansionszahl [76]:

$$\epsilon_1 = 1 - (0.41 + 0.35\beta^4) \frac{p_1 - p_2}{\kappa p_1} \quad (2.28)$$

Die Expansionszahl wird bei kompressiblen Fluiden genutzt, um einen Dichteunterschied zwischen den beiden Druckmessstellen zu berücksichtigen. Für inkompressible Fluide gilt $\epsilon_1 = 1$ [75].

Eine erneute Betrachtung von Abb. 2.10 verdeutlicht, dass die Durchflussbestimmung im Venturi-Rohr unter kavitierenden Bedingungen durch Verwendung von Gl. (2.26) nicht ohne Weiteres möglich ist. Erstreckt sich die Kavitationsblase über weite Bereiche des Düsenhalses liegt die dortige Druckmessbohrung unterhalb der Kavitationsblase und kann so lediglich den Dampfdruck messen. Dieser entspricht jedoch nicht zwingendermaßen dem mittleren Druck in der Querschnittsebene normal zur Strömung, wie es bei nicht kavitierender Strömung der Fall ist. Dies liegt daran, dass sich nur eine relativ dünne Kavitationsblase entlang der Düsenhalswand ausbildet, die Strömung in der Mitte des Düsenhalses jedoch weiterhin flüssig ist.

Eine mögliche Lösung dieses Problems soll eines der Ziele dieser Arbeit sein.

2.2.1 Durchflussmessung von Mehrphasenströmungen

Aus Untersuchungen zur Sicherheit von wassergekühlten Kernkraftwerken und Druckentlastungsventilen entstand eine Vielzahl an Modellen zur Berechnung des kritischen Massenflusses von Mehrphasenströmungen durch Leitungen, Blenden, Düsen und Ventilen. Dabei wird z.B. ein hypothetischer Kühlmittelverluststörfall betrachtet, bei dem eine Hauptkühlmittel-Leitung in einem Druckwasserreaktor bricht. In Druckwasserreaktoren wird Wasser als Kühlmittel eingesetzt, dessen Druck soweit erhöht wurde, dass es bei der angestrebten Betriebstemperatur (300 °C und mehr) nicht siedet. Bricht eine Leitung, führt der starke Druckabfall auf den Umgebungsdruck dazu, dass das austretende Wasser massiv verdampft (sog. „flashing flow“), wodurch die Durchflussbegrenzung einsetzt [32]. Für die unterschiedlichsten Geometrien wurden unzählige Modelle postuliert, die aber oftmals nur unter sehr begrenzten Rahmenbedingungen anwendbar sind [32]. Eine umfangreiche Übersicht ist in [31] zu finden. Generell lassen sich die Modelle zur Bestimmung des kritischen Durchflusses von Mehrphasenströmungen in zwei Gruppen unterteilen:

1. **homogene Gleichgewichtsmodelle:** Basieren auf der Annahme, dass beide Phasen eine homogene Mischung darstellen sowie im thermodynamischen wie auch mechanischem Gleichgewicht sind. Dies bedeutet, dass beide Phasen dieselbe Geschwindigkeit haben („no slip“) und der Phasenwechsel unter Gleichgewichtsbedingungen stattfindet. Weiterhin wird die Expansion als isentroper Prozess betrachtet [32, 77, 78]. („homogeneous equilibrium model“, HEM)
2. **homogene nicht-Gleichgewichtsmodelle:** Die nicht-Gleichgewichtsmodelle können unter anderem einen Siede-/Kavitations-Verzug oder einen Geschwindigkeitsunterschied zwischen den Phasen („slip“) mit berücksichtigen [77, 79]. („homogeneous nonequilibrium model“, HNE)

Aufgrund der diesen Modellen zugrunde liegenden hohen Temperaturen und Drücke, ist die Anwendbarkeit für die Durchflussmessung mit hydraulisch kavitierenden Düsen bei Umgebungstemperaturen und geringen Drücken fraglich. Weiterhin basieren die Modelle in der Regel auf der Annahme, dass z.B. bei Düsenströmungen bereits vor dem engsten Querschnitt eine Zweiphasenströmung mit einem gewissen Gasanteil vorherrscht. Für den Fall der rein einphasigen Anströmung verlieren die meisten Modelle ihre Gültigkeit [79]. Außerdem stehen bei „flashing flows“ die massive Verdampfung teilweise der gesamten Flüssigkeit im Gegensatz zu der nur sehr geringen Kavitationsrate von für die Durchflusstechnik interessanten Betriebszuständen. Nichtsdestotrotz sollen an dieser Stelle zwei Modelle vorgestellt werden.

Homogeneous Equilibrium Model (HEM):

Das klassische HEM wurde für den Fall entwickelt, dass aus einem Druckbehälter ein Fluid durch ein Rohr mit einem wesentlich kleineren Durchmesser als dem Druckbehälterdurchmesser austritt. Neben der Kontinuitätsgleichung (s. Kapitel 2.3) liegen diesem Modell folgende Gleichungen zugrunde [31]:

$$\text{Energiegleichung:} \quad \frac{1}{2}\rho_m v^2 + h = h_0 \quad (2.29)$$

$$\text{Zustandsgleichungen:} \quad h = h_l(p) + x h_v(p) \quad (2.30)$$

$$\frac{1}{\rho_m} = v_m = v_l(p) + x v_v(p) \quad (2.31)$$

$$s = s_l(p) + x s_v(p) \quad (2.32)$$

Durch die Kombination der obigen Gleichungen erhält man schließlich den Massenfluss G [31, 32]:

$$G = \frac{\dot{m}}{A} = \frac{[2(h_\infty - (1 - x_e)h_{le} - x_e h_{ve})]^{1/2}}{(1 - x_e)v_{le} + x_e v_{ve}} \quad (2.33)$$

mit h_∞ als der spezifischen Enthalpie in der Einströmebene, x_e als dem Dampfmasseanteil im Gleichgewichtszustand in der Auswertungsebene und v als dem spezifischen Volumen in der Auswertungsebene [32]. Der Index e bedeutet, dass der jeweilige Wert basierend auf dem lokalen Druck im Gleichgewichtszustand ermittelt wird [80]. Der Dampfmasseanteil in der Auswertungsebene lässt sich im Zweiphasengebiet über folgende Beziehung berechnen [32]:

$$x_e = \frac{s_\infty - s_{le}}{s_{ve} - s_{le}} \quad (2.34)$$

mit s_∞ als der spezifischen Entropie in der Einströmebene sowie s_{ke} als der spezifischen Entropie der jeweiligen Phase $k = l, v$ in der Auswertungsebene. Als kritischer Zustand, bzw. Durchflussbegrenzung, gilt stets folgende Definition [32]:

$$\left. \frac{dG}{dp} \right|_{th} = 0 \quad (2.35)$$

Da dieses Modell ursprünglich für die Durchströmung von langen Rohren entwickelt wurde (Länge/Durchmesser ≥ 40), treten teilweise große Abweichungen bei der Anwendung auf andere Geometrien auf. Dies betrifft vor allem Düsen mit einem kurzen Halsbereich, bei denen das HEM den Durchfluss in der Regel unterschätzt [79, 81]. Große Abweichungen treten aber auch dann auf, wenn das HEM auf Strömungen mit einem sehr geringen Dampf-/Gasmassenanteil in der Einströmung angewendet wird ($x_\infty < 0.01$) [32, 77, 79].

HENRY-FAUSKE Modell:

Ein weit verbreiteter Vertreter der Gruppe der nicht-Gleichgewichtsmodelle ist das Modell von HENRY und FAUSKE [80]. Dieses Modell beinhaltet ein thermodynamisches nicht-Gleichgewicht zwischen den Phasen, geht aber weiterhin von einem isotropen Prozess aus, bei dem die Dampfphase als ideales Gas behandelt wird. Der Massenfluss ergibt sich zu [82–84]:

$$G^2 = \left[\frac{x_\infty v_v}{nP} + (v_v - v_{l\infty}) \left\{ \frac{(1 - x_\infty)N}{s_{ve} - s_{le}} \frac{ds_{le}}{dP} - \frac{x_\infty c_{p_v} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{\gamma} \right)}{P(s_{v\infty} - s_{l\infty})} \right\} \right]_{th}^{-1} \quad (2.36)$$

mit n als dem Polytropenexponenten, definiert als [84]:

$$n = \frac{(1 - x)c_{p_f}/c_{p_v} + 1}{(1 - x)c_{p_f}/c_{p_v} + 1/\gamma} \quad (2.37)$$

Weiterhin sind γ der Isentropenexponent und N ein Parameter, der eine nur teilweise stattfindende Verdampfung im Halsbereich berücksichtigt [83]:

$$\begin{aligned} N &= x_{eth}/0.14 \quad \text{für } x_{eth} < 0.14 \\ N &= 1.0 \quad \text{für } x_{eth} \geq 0.14 \end{aligned} \quad (2.38)$$

Gleichung (2.36) wird im engsten Querschnitt der Düse ausgewertet, dementsprechend kann man für den dortigen Druck P den Dampfdruck p_v annehmen.

Gerade bei Düsen mit kurzem Halsbereich stimmen die vorhergesagten Durchflüsse mit dem HENRY-FAUSKE Modell deutlich besser mit Messungen überein, als bei Verwendung von homogenen Gleichgewichtsmodellen. Das HENRY-FAUSKE Modell lässt sich auch auf gesättigte oder unterkühlte Flüssigkeiten ($x_\infty = 0$) anwenden. In diesem Fall vereinfacht sich Gl. (2.36) zu [80]:

$$G^2 = \left[(v_v - v_{l\infty}) \frac{N}{s_{ve} - s_{le}} \frac{ds_{le}}{dP} \right]_{th}^{-1} \quad (2.39)$$

Aber auch bei diesem Modell nimmt die Übereinstimmung mit Messergebnissen erst bei Drücken über 3 *bar* und Fluidtemperaturen über 120 °C zu [80].

2.3 Erhaltungsgleichungen

Zunächst soll kurz auf die allgemeinen Erhaltungsgleichungen der Strömungsmechanik eingegangen werden. Auf eine ausführliche Herleitung wird an dieser Stelle jedoch verzichtet und auf die einschlägige Literatur verwiesen. Im Anschluss werden die Erhaltungsgleichungen für die Lösung von Mehrphasenströmungen angepasst.

2.3.1 REYNOLD's Transport-Theorem

Zur Beschreibung der Dynamik einer physikalischen Größe muss deren zeitliches Verhalten bekannt sein. Für ein beliebiges, substantielles Volumen V soll die physikalische Größe η betrachtet werden. Diese ist im Volumen V folgendermaßen definiert: $N = \iiint_V \eta dV$, und stellt damit die Dichte von N dar. N soll dabei entweder für die Masse m , den Impuls $m\vec{v}$ oder die Energie E des betrachteten Systems stehen. Für die substantielle Ableitung der extensiven Größe N im Lagrange'schen Sinn erhält man dann die drei folgenden Beziehungen [85]:

Massenerhaltung:

$$N \equiv m_{System} \rightarrow \frac{Dm}{Dt} = 0 \quad (2.40)$$

Impulserhaltung:

$$N \equiv (m\vec{v})_{System} \rightarrow m \frac{D\vec{v}}{Dt} = m\vec{a} = \sum \vec{F} \quad (2.41)$$

Energieerhaltung:

$$N \equiv E_{System} \rightarrow \frac{DE}{Dt} = \dot{Q} - \dot{W} \quad (2.42)$$

Bei der Berechnung der zeitlichen Änderung von N muss nun beachtet werden, dass sich nicht nur die Dichte $\eta(t)$, sondern durch Deformation auch das substantielle Volumen $V(t)$ mit der Zeit ändern kann. Für die substantielle Änderung von N in dem mit der Strömung bewegten Volumen $V(t)$ erhält man:

$$\frac{DN(t)}{Dt} = \frac{d}{dt} \iiint_{V(t)} \eta(t) dV \quad (2.43)$$

Da das Integrationsgebiet zeitabhängig ist, kann die zeitliche Ableitung nicht ohne Weiteres ausgeführt werden. Abhilfe schafft hier die Umwandlung in ein ortsfestes Kontrollvolumen V_0 , das zum Zeitpunkt t mit dem substantiellen Volumen $V(t)$ identisch ist [74]:

$$\underbrace{\frac{d}{dt} \iiint_{V(t)} \eta(t) dV}_{\text{totale zeitliche Änderung in einem bewegten Volumen}} = \underbrace{\iiint_{V_0} \frac{\partial \eta}{\partial t} dV}_{\text{zeitliche Änderung im KV}} + \underbrace{\iint_{A_0} \eta \vec{v} \cdot d\vec{A}}_{\text{konvektive Änderung durch die Kontrollfläche } A_0} \quad (2.44)$$

Durch die Anwendung des GAUSSSCHEN Satzes kann das Oberflächenintegral des letzten Terms in ein Volumenintegral überführt werden. Diese können dann zusammengefasst und für den Fall $V_0 \rightarrow 0$ ausgewertet werden. Dadurch gelangt man zur differentiellen Form des REYNOLDSCHEN Transport-Theorems [74]:

$$\underbrace{\frac{\partial \eta}{\partial t}}_{\substack{\text{partielle Ableitung:} \\ \text{Änderung der Dichte} \\ \eta \text{ am festen Ort}}} + \underbrace{\vec{\nabla} \cdot (\eta \vec{v})}_{\substack{\text{Divergenz der} \\ \text{zugehörigen} \\ \text{Stromdichte } \eta \vec{v}}} = \underbrace{q}_{\substack{\text{Dichte der} \\ \text{angreifenden Kräfte}}} \quad (2.45)$$

Ersetzt man nun systematisch η und q durch die entsprechenden Werte für die Massen-, Impuls- und Energieerhaltung gelangt man zu den Erhaltungsgleichungen im EULERSCHEN Sinn [74, 86]:

Massenerhaltung ($\eta \equiv \frac{m}{V} = \rho$; $q \equiv 0$):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (2.46)$$

Gl. (2.46) stellt die instationäre Kontinuitätsgleichung für kompressible Fluide in differentieller Form dar.

Impulserhaltung ($\eta \equiv \frac{m\vec{v}}{V} = \rho\vec{v}$; $q \neq 0$):

Nach NEWTONS zweitem Gesetz ist die zeitliche Änderung des Impulses gleich der Summe der angreifenden Kräfte. Betrachtet man die angreifenden Kräfte an einem Kontrollvolumen können diese in drei Arten unterteilt werden:

diskrete Kräfte

Darunter werden zusätzliche externe Kräfte zusammengefasst, die in der weiteren Betrachtung aber vernachlässigt werden sollen.

Oberflächenkräfte

Oberflächenkräfte lassen sich in einen Normal- und Tangentialanteil zerlegen und ergeben damit den Druck und die innere Reibung.

Volumenkräfte

Diese sind zum Beispiel Gravitation, Coriolis-Kraft, magnetische Kraft, usw..

Damit ergibt sich für q [87]:

$$q = \vec{\nabla} \cdot \vec{T} + \rho \vec{f} \quad (2.47)$$

Hierbei stellt \vec{T} den dreidimensionalen Spannungstensor dar, der die inneren Reibungskräfte modelliert. Für viskose NEWTONSCHE Fluide kann er unter Verwendung der Einheitsmatrix \vec{I} , des Deformationstensors \vec{D} sowie der dynamischen und Volumenviskosität μ und λ folgendermaßen in die Druck- sowie die viskosen Spannungsanteile aufgespalten werden [74, 87]:

$$\vec{T} = -p\vec{I} + \mu \left[\vec{D} - \frac{2}{3}(\vec{\nabla} \cdot \vec{v})\vec{I} \right] + \lambda(\vec{\nabla} \cdot \vec{v})\vec{I} \quad (2.48)$$

Für ein stationäres, inkompressibles Fluid ergibt die Auswertung der Massenerhaltung $(\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) = 0$. Dadurch reduziert sich der Spannungstensor, bzw. die Divergenz des Spannungstensors auf:

$$\vec{T} = -p\vec{I} + \mu\vec{D} \quad (2.49)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{T} = -\vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{v} \quad (2.50)$$

mit:

$$\vec{D} = \vec{\nabla} \vec{v} + (\vec{\nabla} \vec{v})^T \quad (2.51)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \vec{\nabla} \cdot [\vec{\nabla} \vec{v} + (\vec{\nabla} \vec{v})^T] = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} \vec{v} + \underbrace{\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{v})}_{= 0 \text{ bei inkompressiblen Fluiden}} \quad (2.52)$$

Eingesetzt in die Ausgangsgleichung ergibt dies die Impulserhaltung für inkompressible NEWTONSCHE Fluide in differentieller Form:

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \vec{v})}_{\text{Trägheit}} = \underbrace{-\vec{\nabla} p}_{\text{Druck}} + \underbrace{\mu \nabla^2 \vec{v}}_{\text{Reibung}} + \underbrace{\rho \vec{f}}_{\text{Volumenkräfte}} \quad (2.53)$$

Energieerhaltung ($\eta \equiv \frac{E}{V} = \rho e_{total} = \rho(\vec{v}^2/2 + e + gz)$; $q \neq 0$):

Die Energieerhaltung basiert auf den Überlegungen zum ersten Hauptsatz der Thermodynamik und wird hier in Form der spezifischen Totalenergie $e_{total} = (\vec{v}^2/2 + e + gz)$ angegeben. Dabei treten zwei Arten von Leistungen auf, die zum oder vom Kontrollvolumen übertragen werden:

Wärmeleistung

Wärme kann auf drei Arten übertragen werden, durch Wärmeleitung, Wärmestrahlung oder Konvektion. Im Folgenden wird jedoch nur die Wärmeleitung berücksichtigt.

technische Arbeit

Die am Kontrollvolumen verrichtete Arbeit lässt sich wiederum in die Anteile durch Oberflächen- und Volumenkräfte unterteilen.

Damit ergibt sich für q [74]:

$$q = \dot{Q}_{\text{Leitung}} + \dot{W}_{\text{Oberfläche}} + \dot{W}_{\text{Volumen}} \quad (2.54)$$

Die Wärmeleitung wird in der Regel durch das FOURIERSCHE Gesetz über die Wärmestromdichte \vec{q} sowie die stoffabhängige Wärmeleitfähigkeit k beschrieben. In die technische Arbeit durch die Oberflächenkräfte geht wiederum der Spannungstensor \vec{T} , bestehend aus Normal- und Tangentialspannungen, ein. Daraus erhält man schließlich [74, 88]:

$$\dot{Q}_{\text{Leitung}} + \dot{W}_{\text{Oberfläche}} + \dot{W}_{\text{Volumen}} = -\vec{\nabla} \cdot k \vec{\nabla} T + \vec{\nabla} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{T}) + \rho \vec{f} \cdot \vec{v} \quad (2.55)$$

In die Ausgangsgleichung (2.45) eingesetzt ergibt dies die Gleichung für die Erhaltung der spezifischen Totalenergie in differentieller Form.

$$\frac{\partial(\rho e_{total})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} e_{total}) = \underbrace{-\vec{\nabla} \cdot k \vec{\nabla} T}_{\text{Wärmeleitung}} + \underbrace{\vec{\nabla} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{T})}_{\substack{\text{technische} \\ \text{Arbeit}}} + \underbrace{\rho f \cdot \vec{v}}_{\text{Volumenkräfte}} \quad (2.56)$$

2.4 Erhaltungsgleichungen für Mehrphasenströmungen

Ausgehend von den Erhaltungsgleichungen für Einphasenströmungen sollen diese nun für Mehrphasenströmungen erweitert werden. Hierbei wird jedoch nur auf die Massen- sowie die Impulserhaltung eingegangen, die entsprechende Energieerhaltung kann der einschlägigen Literatur entnommen werden. Für die Formulierung der Erhaltungsgleichungen für Mehrphasenströmungen haben sich zwei fundamental unterschiedliche Ansätze, sowie diverse Zwischenformen, entwickelt.

So gut wie alle Modelle zur Beschreibung von Mehrphasenströmungen der letzten Jahrzehnte können auf die ursprünglich von ISHII gemachten Überlegungen bezüglich Zweiphasenströmungen zurückgeführt werden. ISHII hat gemittelte Formulierungen für zwei unterschiedliche Betrachtungsweisen hergeleitet [86].

1. **Diffusionsmodell:** Basiert auf der Annahme, dass beide Phasen dieselbe Dynamik aufweisen. Dies impliziert, dass die Phasen im thermodynamischen wie auch mechanischem Gleichgewicht sind. Daher wird nur ein Satz der Erhaltungsgleichungen auf das Fluidgemisch, bestehend aus beiden Phasen, angewendet. Weiterhin wird eine Diffusionsgleichung eingeführt, um Phasenwechsel zu berücksichtigen. Weitere übliche Bezeichnungen: ein-Fluid Modell, „homogenous equilibrium model“ (HEM), „Homogenous Eulerian Model“. [85, 86, 89]
2. **Zweifluidmodell:** Beide Phasen werden separat betrachtet, wodurch jede Phase eigene Erhaltungsgleichungen hat, die durch Wechselwirkungsterme miteinander verknüpft sind. Dadurch kann unter anderem an der Phasengrenze eine Differenzgeschwindigkeit berücksichtigt werden.

Beide Modelle leitet ISHII durch die zeitliche Mittelung der lokalen Erhaltungsgleichungen über eine Periode Δt her. Dabei ist die Zeitspanne Δt groß genug gewählt, um die lokalen Schwankungen der physikalischen Größen zu glätten, aber klein gegenüber der Größenordnung der makroskopischen Instationarität der Strömung.

Statt über eine Zeitspanne Δt zu mitteln besteht eine weitere Möglichkeit darin, über ein geeignetes Volumen ΔV zu mitteln. Beide Ansätze führen schlussendlich zu weitestgehend identischen Formulierungen [89]. Letztere Möglichkeit wird in den folgenden Abschnitten 2.4.1 und 2.4.2 ausführlich behandelt.

Unabhängig von der Wahl der Mittelung gibt es einige generelle Schwierigkeiten bei dieser, die bei Mehrphasenströmungen durch die Existenz von Phasengrenzen entstehen. Da diese weder ortsfest noch stabil sind sowie ihre Geschwindigkeiten unbekannt, entsteht eine komplizierte Kopplung zwischen den Erhaltungsgleichungen der Phasen und den Bedingungen an der Phasengrenzen. [86]

Im Folgenden werden die allgemeinen Erhaltungsgleichungen für Mehrphasenströmungen ausführlich hergeleitet und später auf die benötigten Gleichungen für das Diffusionsmodell reduziert, da nur dieses in den hier präsentierten numerischen Untersuchungen Anwendung fand.

2.4.1 Massenerhaltung für eine Zweiphasenströmung

Betrachtet wird ein stationäres Kontrollvolumen (KV) V , das kontinuierlich von einer Zweiphasenströmung, z.B. einem Flüssigkeits/Dampf-Gemisch, durchströmt wird. Das Verhältnis von Flüssigkeit zu Dampf innerhalb des Gemisches variiert mit der Zeit, dementsprechend variieren auch das Dampfvolumen V_v und das Flüssigkeitsvolumen V_l innerhalb des Kontrollvolumens. Beide Phasen werden als inkompressibel betrachtet, daher werden die Dichte des Dampfes ρ_v und die Dichte der Flüssigkeit ρ_l als konstant angesehen. Die Größe des zu wählenden Kontrollvolumens ist von entscheidender Bedeutung und wird im Folgenden noch diskutiert.

Allgemein kann man die Massenerhaltung einer beliebigen Phase k in einem Kontrollvolumen V folgendermaßen beschreiben [89]:

$$\begin{array}{lcl} \text{zeitliche Massenänderung} & = & \text{Massenänderung über die} \\ \text{der Phase k im KV} & & \text{Kontrollfläche A} \end{array} \quad + \quad \begin{array}{l} \text{(Verdampfung /} \\ \text{Kondensation innerhalb} \\ \text{des KV)} \end{array}$$

mit A als der Kontrollfläche des betrachteten Kontrollvolumens.

Unter Verwendung des kartesischen Koordinatensystems lässt sich die zeitliche Änderung der Masse m_k innerhalb des Kontrollvolumens wie folgt darstellen [74, 88]:

$$\frac{\partial m_k}{\partial t} = \frac{\partial \rho_k}{\partial t} dx dy dz \quad (2.57)$$

Die Veränderung der Masse über die Kontrollfläche A des Kontrollvolumens lässt sich über eine Bilanz der Massenflüsse erhalten [88, 90]:

$$\begin{aligned}
 (\rho_k u_k) dy dz & - \left[(\rho_k u_k) + \frac{\partial(\rho_k u_k)}{\partial x} dx \right] dy dz \\
 (\rho_k v_k) dx dz & - \left[(\rho_k v_k) + \frac{\partial(\rho_k v_k)}{\partial y} dy \right] dx dz \\
 (\rho_k w_k) dx dy & - \left[(\rho_k w_k) + \frac{\partial(\rho_k w_k)}{\partial z} dz \right] dx dy
 \end{aligned} \tag{2.58}$$

Mit u_k, v_k, w_k als den Komponenten des Geschwindigkeitsvektors \vec{V}_k in x, y, und z-Richtung der Phase k. Fasst man Gl. (2.58) zusammen erhält man:

$$- \left[\frac{\partial(\rho_k u_k)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_k v_k)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_k w_k)}{\partial z} \right] dx dy dz \tag{2.59}$$

Solange kein Phasenwechsel statt findet können Gl. (2.57) und Gl. (2.59) gleich gesetzt werden. Teilt man anschließend beide Seiten durch $dx dy dz$ bekommt man:

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} = - \left[\frac{\partial(\rho_k u_k)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_k v_k)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_k w_k)}{\partial z} \right] \tag{2.60}$$

bzw. unter Verwendung des Nabla-Operators:

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_k \vec{V}_k) = 0 \tag{2.61}$$

Analog zu Gl. (2.46) für eine Einphasenströmung stellt Gl. (2.61) die Massenerhaltung einer beliebigen Phase k dar.

In einem nächsten Schritt wird Gl. (2.61) mit der sogenannten Phasendichtefunktion χ multipliziert, die folgendermaßen definiert ist [88, 89]:

$$\chi_k(M, t) = \begin{cases} 1 & \text{falls zum Zeitpunkt } t \text{ die Phase } k \text{ an Punkt } M \text{ vorhanden ist} \\ 0 & \text{andernfalls} \end{cases} \tag{2.62}$$

Die Definition von χ_k legt nahe, nur zwei Fluidzustände innerhalb des Kontrollvolumens zu berücksichtigen, im Falle der Kavitation also flüssig und dampfförmig.

Für die Größe des Kontrollvolumens bedeutet dies, dass es wesentlich größer als die charakteristische Dicke der Grenzfläche zwischen den beiden Phasen sein sollte. Dadurch können jegliche Zwischenzustände vernachlässigt werden. Die Dicke der Flüssigkeits/Dampf-Grenzfläche beträgt üblicherweise 1 nm [91].

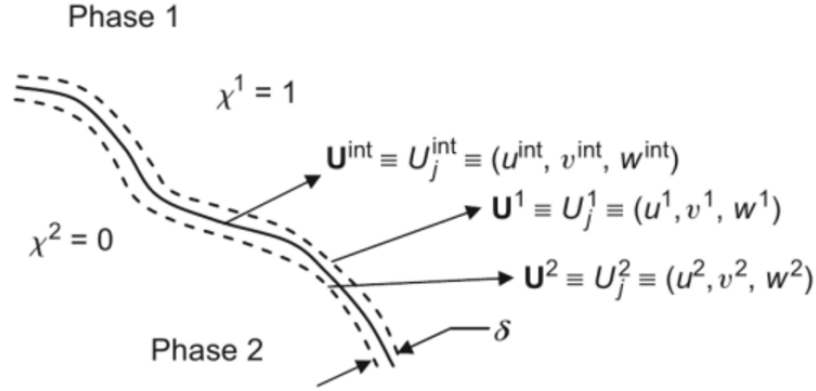


ABBILDUNG 2.11: Definition der Variablen an der Phasengrenze [88]

Für Gl. (2.61) ergibt sich damit:

$$\chi_k \frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \chi_k \vec{\nabla} \cdot (\rho_k \vec{V}_k) = 0 \quad (2.63)$$

Wertet man den ersten Term von Gl. (2.63) unter Berücksichtigung des Geschwindigkeitsvektors der Phasengrenze \vec{V}_{int} (siehe Abb. 2.11) aus, gelangt man zu folgender Formulierung [88]:

$$\chi_k \frac{\partial \rho_k}{\partial t} = \frac{\partial(\chi_k \rho_k)}{\partial t} - \rho_k \frac{\partial \chi_k}{\partial t} = \frac{\partial(\chi_k \rho_k)}{\partial t} + \rho_k \vec{V}_{int} \cdot \vec{\nabla} \chi_k \quad (2.64)$$

Die Auswertung des zweiten Terms aus Gl. (2.63) ergibt [90]:

$$\chi_k \vec{\nabla} \cdot (\rho_k \vec{V}_k) = \vec{\nabla} \cdot (\chi_k \rho_k \vec{V}_k) - \rho_k \vec{V}_k \cdot \vec{\nabla} \chi_k \quad (2.65)$$

Einsetzen von Gl. (2.64) und (2.65) in Gl. (2.63) liefert:

$$\frac{\partial(\chi_k \rho_k)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\chi_k \rho_k \vec{V}_k) = \underbrace{\rho_k (\vec{V}_k - \vec{V}_{int}) \cdot \vec{\nabla} \chi_k}_{\Gamma_k} \quad (2.66)$$

Der letzte Term stellt den Massenübergang durch die Phasengrenze dar und modelliert somit z.B. das Entstehen und Vernichten von Dampfmasse in der Dampfphase durch Verdampfung und Kondensation. So entspricht der Quellterm der Flüssigkeit im Kontrollvolumen Γ_l genau dem Gegenteil des Quellterms für die Dampfphase Γ_v . Jede Verdampfung einer Flüssigkeitsmasse $m_l = \Gamma_v V \Delta t$ während einer Zeitspanne Δt verursacht eine Dampfbildung der gleich großen Masse m_v .

Untersuchungen zur Kavitation fokussieren sich hauptsächlich auf das makroskopische Verhalten der Strömung. Dies bedeutet, dass die exakten Bewegungen der sehr kleinen Blasen in der Regel unbekannt bleiben oder sind. Sie werden lediglich durch die Definition

der konstanten makroskopischen Geschwindigkeit \vec{V}_v der Dampfphase innerhalb des Kontrollvolumens mitberücksichtigt. Dabei ist zu beachten, dass \vec{V}_v nicht durch irgendeine mathematische Mittelung zu Stande kommt, sondern ausschließlich durch die Annahme, dass alle Blasen innerhalb des Kontrollvolumens die gleiche Geschwindigkeit haben sollen. Dies legt die Überlegung nahe, dass das Kontrollvolumen wesentlich kleiner sein sollte, als die charakteristische Größenordnung der Dynamik der Strömung. Damit hat man eine zweite Bedingung für die Größe des Kontrollvolumens erhalten. Das Kontrollvolumen sollte also wesentlich größer als die Dicke der Grenzfläche zwischen beiden Phasen sein, damit man das Übergangsgebiet zwischen Flüssigkeit und Dampf vernachlässigen kann und wesentlich kleiner als die charakteristische Größenordnung der Strömung, damit man Strömungsvariablen wie z.B. \vec{V}_v innerhalb des Kontrollvolumens als konstant annehmen kann.

2.4.2 Impulserhaltung für eine Zweiphasenströmung

Für die gleichen Bedingungen wie für die Massenerhaltung soll nun die Impulserhaltung für eine Zweiphasenströmung hergeleitet werden. Diese kann zunächst wiederum allgemein ausgedrückt werden als [89]:

$$\begin{aligned}
 \text{zeitliche Impulsänderung} &= \text{Impulsflüsse durch die Kontrollfläche A} \\
 \text{der Phase k im KV} &+ \text{Gradient der diskreten Kräfte, die auf die Phase k wirken} \\
 &+ \text{Impulsaustausch zwischen den Phasen}
 \end{aligned}$$

Ausgehend von Gl. (2.53) in ihrer allgemeinen Form lässt sich die Impulsgleichung für eine beliebige Phase k zunächst folgendermaßen formulieren [88]:

$$\rho_k \frac{\partial \vec{V}_k}{\partial t} + \rho_k \vec{V}_k \cdot \vec{\nabla} \vec{V}_k = \vec{\nabla} \cdot \vec{T}_k + \rho_k \vec{f}_k \quad (2.67)$$

Im nächsten Schritt wird der Spannungstensor in seine Druck- und viskose Spannungsanteile zerlegt. Weiterhin werden beide Seiten der Gleichung mit der Phasendichtefunktion χ_k multipliziert:

$$\chi_k \rho_k \frac{\partial \vec{V}_k}{\partial t} + \chi_k \rho_k \vec{V}_k \cdot \vec{\nabla} \vec{V}_k = -\chi_k \vec{\nabla} p_k + \chi_k \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}_k + \chi_k \rho_k \vec{f}_k \quad (2.68)$$

Mit $\vec{\tau}_k$ als dem viskosen Spannungstensor.

Für den ersten Term aus Gl. (2.68) kann man auch schreiben:

$$\chi_k \rho_k \frac{\partial \vec{V}_k}{\partial t} = \frac{\partial(\chi_k \rho_k \vec{V}_k)}{\partial t} - \vec{V}_k \frac{\partial(\chi_k \rho_k)}{\partial t} \quad (2.69)$$

Wobei die zeitliche Ableitung des letzten Terms durch Gl. (2.66) ersetzt werden kann [88]:

$$\chi_k \rho_k \frac{\partial \vec{V}_k}{\partial t} = \frac{\partial(\chi_k \rho_k \vec{V}_k)}{\partial t} + \vec{V}_k \cdot \vec{\nabla}(\chi_k \rho_k \vec{V}_k) - \rho_k \vec{V}_k(\vec{V}_k - \vec{V}_{int}) \cdot \vec{\nabla} \chi_k \quad (2.70)$$

Der zweite Term aus Gl. (2.68) kann ebenfalls expandiert werden:

$$\chi_k \rho_k \vec{V}_k \cdot \vec{\nabla} \vec{V}_k = \vec{\nabla} \cdot (\chi_k \rho_k \vec{V}_k \vec{V}_k) - \vec{V}_k \cdot \vec{\nabla}(\chi_k \rho_k \vec{V}_k) \quad (2.71)$$

Gleiches gilt für die Spannungsterme:

$$\begin{aligned} \chi_k \vec{\nabla} p_k &= \vec{\nabla}(\chi_k p_k) - p_k \vec{\nabla} \chi_k \\ \chi_k \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}_k &= \vec{\nabla} \cdot (\chi_k \vec{\tau}_k) - \vec{\tau}_k \cdot \vec{\nabla} \chi_k \end{aligned} \quad (2.72)$$

Die Gl. (2.70-2.72) können nun in Gl. (2.68) eingesetzt werden [88]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\chi_k \rho_k \vec{V}_k)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\chi_k \rho_k \vec{V}_k \vec{V}_k) &= -\vec{\nabla}(\chi_k p_k) + \vec{\nabla} \cdot (\chi_k \vec{\tau}_k) + \chi_k \rho_k \vec{f}_k \\ &+ \underbrace{\rho_k \vec{V}_k(\vec{V}_k - \vec{V}_{int}) \cdot \vec{\nabla} \chi_k + p_k \vec{\nabla} \chi_k - \vec{\tau}_k \cdot \vec{\nabla} \chi_k}_{\Omega_k} \end{aligned} \quad (2.73)$$

Ω_k fasst den Impulsaustausch an der Phasengrenze zusammen. Der erste Term von Ω_k entspricht dem Impulsaustausch, der direkt mit dem Massenaustausch durch Verdampfung oder Kondensation gekoppelt ist², wohingegen die letzten beiden Terme hauptsächlich auf Reibungs- bzw. Trägheitseffekte, die zwischen den Phasen wirken, zurückzuführen sind [86, 88].

In gleicher Weise wie für Masse und Impuls kann man auch die Energiegleichung für eine Mehrphasenströmung herleiten, ebenfalls mit entsprechenden Transporttermen für den Energieaustausch zwischen der Dampf- und Flüssigkeitsphase. Die Betrachtung der Turbulenz führt ebenfalls zu einer Kopplung von Dampf und Flüssigkeit [88].

2.4.3 Schließungsproblem

In den beiden vorangegangenen Abschnitten wurden zwei skalare (Massenerhaltung) sowie zwei vektorielle Erhaltungsgleichungen (Impulserhaltung) hergeleitet, jeweils eine für

²Verdampft z.B. eine Flüssigkeitsmenge Δm_l , die sich mit der Geschwindigkeit \vec{V}_l bewegt, so geht nicht nur die Masse Δm_l vom flüssigen in den gasförmigen Zustand über, sondern dem Dampf wird auch der Impuls $\Delta m_l \vec{V}_l$ hinzugefügt.

die Flüssigkeits- und Dampfphase. Allerdings ist das Gleichungssystem in dieser Form noch nicht vollständig, da es Größen enthält, die noch unbekannt sind. Diese sind die Geschwindigkeitsvektoren \vec{V}_v und \vec{V}_l der beiden Phasen sowie drei skalare Unbekannte: der Dampfvolumenanteil α_v wie auch die Drücke P_v und P_l der beiden Phasen. Diese sind im jeweiligen Spannungstensor \vec{T}_k enthalten. Dementsprechend fehlt eine weitere skalare Gleichung, um das Gleichungssystem zu schließen (bei Vernachlässigung der Energieerhaltung). [89]

Diese Gleichung könnte zum Beispiel aus einem Drucksprung an der Phasengrenze flüssig/dampfförmig bestehen. Dadurch könnten die beiden Drücke P_v und P_l mit der lokalen Krümmung der Grenzfläche sowie der Oberflächenspannung σ_s in Verbindung gesetzt werden. Allerdings stehen keine makroskopischen Informationen über die Form oder Position jeder einzelnen Grenzfläche innerhalb des Kontrollvolumens zur Verfügung. Daher kann die lokale Krümmung der Grenzfläche nur über den Blasenradius bestimmt werden, mit der zusätzlichen Vereinfachung, dass diese stets sphärisch sein soll. Dies reicht jedoch nicht als Vereinfachung aus. So variiert der Blasendurchmesser in realen Kavitationsgebieten selbst innerhalb eines adäquat gewählten Kontrollvolumens in der Regel von einigen μm bis hin zu ein paar mm . Weiterhin dient als Keim für eine Dampfblase oftmals eine Luftblase. Viele Dampfblasen enthalten daher in der Realität auch eine kleine Menge Luft, die mit berücksichtigt werden müsste, da diese den Blaseninnendruck erheblich beeinflusst [67]. Der Luftanteil, bzw. der Anteil ungelöster Gase, wurde in numerischen Untersuchungen lange Zeit vernachlässigt. Seit einiger Zeit werden aber auch Untersuchungen kavitierender Strömungen mit zusätzlichen ungelösten Gasen in der Flüssigkeit durchgeführt [67].

Vernachlässigt man den Einfluss der Oberflächenspannung auf den Blaseninnendruck kann man annehmen, dass Flüssigkeit und Dampf innerhalb des Kontrollvolumens den gleichen Druck haben, also $P_v = P_l$ entspricht. Diese Annahme hat sich bei der Modellierung von kavitierenden Strömung bewährt und ist daher weit verbreitet in Kavitationsmodellen [92].

Aus Experimenten geht hervor, dass zum Beispiel bei einer Wolkenkavitation die meisten Blasen einen Radius größer als 1 mm haben [59]. Eine grobe Überschlagsrechnung mit der YOUNG-LAPLACE-Gleichung für sphärische Blasen liefert für diesen Blasenradius bei einer Temperatur von 20 °C einen Wert von [89]:

$$P_v - P_l = \frac{2\sigma_s}{R} = 145 Pa^3 \quad (2.74)$$

Für die gleiche Temperatur beträgt der Dampfdruck 2330 Pa . Damit ist eine Vernachlässigung der Oberflächenspannung in erster Näherung durchaus gerechtfertigt und es kann ein mechanisches Gleichgewicht zwischen den Phasen angenommen werden [86].

³Mit σ_s für Wasser bei $20\text{ °C} = 72,75\text{ mN/m}$

Die Vernachlässigung der Oberflächenspannung hat einen weiteren entscheidenden Vorteil. So lässt sich der Quellterm für den Impulsaustausch an der Phasengrenze Ω_k auch wie folgt zusammenfassen [86, 88, 93]:

$$\sum_{k=1}^2 \Omega_k = \vec{F}_\sigma = \sigma_s \kappa \vec{\nabla} \chi_1 \quad (2.75)$$

Vernachlässigt man nun Effekte durch Oberflächenspannung fällt auch der Quellterm Ω_k weg [86, 88].

Eine weitere Vereinfachung ist die Annahme einer kontinuierlichen Geschwindigkeitsverteilung in der Phasengrenze. Dies bedeutet, dass die Geschwindigkeiten \vec{V}_v und \vec{V}_l an der Phasengrenze gleich sind und sich damit durch eine Gemischgeschwindigkeit ersetzen lassen: $\vec{V}_v = \vec{V}_l = \vec{V}_m$. Wobei der Index 'm' jetzt für das Flüssigkeits-Dampf-Gemisch steht.

Mit dieser zusätzlichen Vereinfachung wird das Diffusionsmodell oftmals auch „homogeneous mixture model“ (HMM) genannt.

Neben der Geschwindigkeit teilen sich die Phasen auch ein Druck- und Temperaturfeld: $P_v = P_l = P_m$, $T_v = T_l = T_m$. Die Phasen sind also in einem thermodynamischen wie auch mechanischen Gleichgewicht. Dadurch reduziert sich auch der externe makroskopische Spannungstensor auf einen einzigen Tensor für das Gemisch $\vec{T}_v = \vec{T}_l = \vec{T}_m$. [89]

Basierend auf dem Volumenanteil wird zusätzlich noch eine Gemischdichte ρ_m sowie eine Gemischviskosität μ_m definiert [44, 86]:

$$\rho_m = \alpha_v \rho_v + (1 - \alpha_v) \rho_l \quad (2.76)$$

$$\mu_m = \alpha_v \mu_v + (1 - \alpha_v) \mu_l \quad (2.77)$$

Unter der Annahme einer Gemischgeschwindigkeit \vec{V}_m sowie einer Gemischdichte ρ_m können nun die Massen- und Impulserhaltung für das HMM abgeleitet werden [86, 88].

2.5 Homogeneous Mixture Model

Das Diffusionsmodell wird in unterschiedlichen Ausführungen momentan in den meisten numerischen Untersuchungen verwendet, jedoch oftmals mit völlig unterschiedlichen Bezeichnungen, was eine eindeutige Zuordnung erschwert. Die meisten Autoren verwenden heutzutage die Bezeichnung Ein-Fluid Modell („single-fluid model“) oder „mixture model“, da beide Phasen als ein einziges Fluid betrachtet werden [94–98].

Eine weitere Vereinfachung des Diffusionsmodells ist die Annahme eines kontinuierlichen Geschwindigkeitsfeldes. Modelle dieser Art tragen oftmals den Zusatz „homogeneous“,

wie das „homogeneous mixture model“. Auch hier haben sich wiederum mehrere Bezeichnungen durchgesetzt wie das „homogeneous Eulerian model“, oder das „homogeneous equilibrium model“⁴.

Das „homogeneous mixture model“ geht von der Annahme aus, dass beide Phasen dieselbe Strömungsdynamik aufweisen. Damit braucht man die Phasen nicht mehr getrennt betrachten, sondern kann diese vollständig durch ein Gemisch aus beiden Phasen, bzw. ein Pseudofluid, ersetzen [85].

Dies hat einen entscheidenden Vorteil im Bezug auf die Anzahl der zu lösenden Gleichungen. Im Vergleich zu Zweifluidmodellen, bei denen für jede Phase ein Satz an Erhaltungsgleichungen gelöst werden muss, muss für das Fluidgemisch lediglich eine Massen-, Impuls- und ggf. eine Energieerhaltungsgleichung gelöst werden plus einer Diffusionsgleichung, die z.B. zusätzliche Phasenwechsel über einen Quellterm berücksichtigen kann.

Ausgehend von Gl. (2.66) sowie den in Kapitel 2.4.3 gemachten Überlegungen bezüglich der Bedingungen an der Phasengrenze soll nun zunächst die Massenerhaltung für das HMM hergeleitet werden.

Dazu wird zunächst der Volumenanteil α eingeführt, der definiert ist als das Verhältnis des Volumens einer der Phasen zum Gesamtvolumen ($\alpha_k = \frac{V_k}{V}$)⁵. Nutzt man weiterhin die Beziehung von χ_k zu α [88]:

$$\iiint_V \chi_k d\tau = V_k = \alpha_k dx dy dz \quad (2.78)$$

So kann nun Gl. (2.66) umformuliert werden zur sogenannten Diffusionsgleichung [86, 88, 89]:

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\alpha_k \rho_k \vec{V}_k) = \Gamma_k \quad (2.79)$$

Gleichung (2.79) wird benötigt, um die jeweiligen Anteile einer Phase im Kontrollvolumen zu berechnen und gibt über den zusätzlichen Quellterm Γ_k den jeweiligen Phasenwechsel in Form eines Massentransports über die Phasengrenze an [88].

Durch die Bedingung, dass $\sum \alpha_k = 1$ ergeben muss, reicht es aus Gl. (2.79) nur für den Volumenanteil einer Phase zu berechnen. Dies ist in der Regel der Dampfvolumenanteil α_v . Den Flüssigkeitsvolumenanteil α_l erhält man dann über die Beziehung $\alpha_l = 1 - \alpha_v$. Damit wird Gl. (2.79) zu:

$$\frac{\partial(\alpha_v \rho_v)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\alpha_v \rho_v \vec{V}_v) = \Gamma_v \quad (2.80)$$

⁴Im Gegensatz dazu steht das „homogeneous relaxation model“, das von einem thermischen und mechanischen Ungleichgewicht aus geht und damit dem Zweifluidmodell zuzuordnen ist.

⁵In der Literatur wird der Volumenanteil häufig mit α , in manchen Fällen aber auch mit β bezeichnet. Eine abweichende Definition von α lautet nämlich $\alpha_k(M) = \frac{\Delta t_k}{\Delta t}$ mit Δt_k = Verweilzeit der Phase k an Punkt M, während der Zeitspanne Δt und ist damit nur gültig in Formulierungen, die durch zeitliche Mittelung hergeleitet wurden. ISHII schlägt dafür den Namen "local time fraction" vor. Heutzutage hat sich jedoch für α die Volumenmittelung durchgesetzt und soll auch hier verwendet werden. [86, 89, 99]

Bei Gl. (2.80) ist zu beachten, dass die ursprüngliche Ausgangsgleichung (Gl. (2.44)), bestehend aus lokalen Variablen innerhalb der Integrale, umgeformt wurde, so dass nur noch der Dampfvolumenanteil α_v innerhalb des Kontrollvolumens, sowie die makroskopischen Variablen die für das gesamte Kontrollvolumen definiert wurden, erscheinen. Neben Gl. (2.80) fehlt aber noch die eigentliche Massenerhaltung für das Fluidgemisch. Dafür werden die Dichte ρ_k sowie die Geschwindigkeit \vec{V}_k aus Gl. (2.63) durch die Dichte des Gemisches ρ_m sowie die Geschwindigkeit des Gemisches \vec{V}_m ersetzt (siehe Kapitel 2.4.3):

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_m \vec{V}_m) = 0 \quad (2.81)$$

Die Massenerhaltung für das Fluidgemisch hat dieselbe Form wie für eine Einphasenströmung. Dies wurde durch die korrekte Wahl des Kontrollvolumens sowie durch geeignete Mittelwerte erreicht.

Unter Verwendung des HMM müssen Gleichung (2.79 und 2.81) gelöst werden. Als Schwierigkeit stellt sich dabei vor allem der Quellterm Γ_v heraus, für den es eine ganze Bandbreite an Modellen gibt, die in Kapitel 2.6.2 erläutert werden sollen.

Ausgehend von Gl. (2.73) sowie den in Kapitel 2.4.3 gemachten Überlegungen erhält man für die Impulserhaltung durch die Annahmen des HMM:

$$\frac{\partial(\rho_m \vec{V}_m)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_m \vec{V}_m \vec{V}_m) = -\vec{\nabla} p_m + \vec{\nabla} \cdot (\vec{\tau}_m) \quad (2.82)$$

Hierbei wurde der Einfluss der Gravitation vernachlässigt⁶ sowie wiederum von der Annahme ausgegangen, dass die Größe des Kontrollvolumens so gewählt wurde, dass innerhalb dessen alle makroskopischen Variablen als konstant angenommen werden können.

Offen bleibt aber noch die Frage nach dem Massenaustausch Γ_v . Die verschiedenen Modelle zur Berechnung der Kavitation unterscheiden sich grade in der Formulierung dieses Terms.

2.6 Kavitationssimulation

Nachdem im vorherigen Kapitel die bei kavitierender Strömung zu lösenden Erhaltungsgleichungen erläutert wurden, soll nun einerseits auf die numerischen Methoden, die sich bei der Simulation von kavitierenden Strömungen bewährt haben, eingegangen werden

⁶Da die charakteristische Strömungsgeschwindigkeit in der Regel wesentlich größer ist als die charakteristische Länge, resultiert daraus eine FROUDE-Zahl die für gewöhnlich wesentlich größer als 1 ist, was die Vernachlässigung der Gravitation rechtfertigt. So beträgt die FROUDE-Zahl schon bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 14 m/s im Düsenhals sowie mit den in dieser Arbeit typischen Halsdurchmessern von 11.2 mm als Referenzlänge $Fr \approx 42$.

sowie andererseits auf spezielle Kavitationsmodelle, die die Erhaltungsgleichungen komplettieren.

2.6.1 Methoden zur Kavitationssimulation

Die numerische Behandlung von Mehrphasenströmungen wird in der Regel durch die stark abweichenden Stoffeigenschaften der unterschiedlichen Phasen erschwert. Gerade bei der Kavitation kommt als weiterer Faktor hinzu, dass die Phasengrenze in der Größenordnung von wenigen Nanometern liegt [91], so dass sprunghafte Änderungen der Stoffeigenschaften vorliegen. Dabei stellt vor allem der Dichtesprung an der Phasengrenze eine numerische Herausforderung dar.

Heutzutage wird für die Berechnung der Phasengrenze in der Regel die sogenannte „Volume-of-Fluid“ (VOF) Methode verwendet. Diese ursprünglich von HIRT und NICHOLS entwickelte Methode für die numerische Berechnung von freien Oberflächen ist eine sog. Front oder Interface Capturing Methode und benutzt zur Identifikation der unterschiedlichen Fluide deren jeweiligen Volumenanteil α ⁷. Dadurch eignet sich die VOF Methode hervorragend für die Verwendung des HMM und kann damit sowohl stationäre als auch instationäre Phasengrenzen sehr gut vorhersagen [100].

2.6.2 Kavitationsmodelle

Die Kavitation ist physikalisch ein komplexer Vorgang, bei dem mehrere Prozesse miteinander interagieren. Diese sind vor allem das Blasenwachstum und der Blasenkollaps, aber auch Blasenwechselwirkungen oder sogar Kavitationserosion werden mittlerweile vereinzelt mit berücksichtigt. Jeder dieser physikalischen Vorgänge muss dabei numerisch modelliert werden, wofür in den letzten Jahrzehnten unzählige Modelle veröffentlicht wurden, von denen sich bis jetzt jedoch noch keines deutlich hervorheben konnte. Die heute gängigsten Kavitationsmodelle für die Beschreibung des Blasenwachstums und des -Kollapses basieren auf einem semianalytischen Ansatz und sollen im Folgenden kurz erläutert werden. Eine sehr gute Übersicht über die gängigsten Modelle wurde von FRIKHA ET AL. erarbeitet [101]. Allerdings muss darauf hin gewiesen werden, dass in der Literatur teilweise durch Erweiterungen oder zur besseren numerischen Implementierung, abweichende Formulierungen der unterschiedlichen Modelle auftauchen.

Die Beschreibung des Blasenwachstums und des -Kollapses stellt eine Modellierung des letzten Terms auf der rechten Seite von Gl. (2.80), bzw. des Quellterms Γ_v , dar. In der

⁷Im Gegensatz zu den Interface Tracking Methoden, die die Phasengrenze durch spezielle Markierungspunkte definieren und so die Bewegung direkt verfolgen [47].

Regel wird der Quellterm Γ_v in zwei Terme aufgeteilt: $\Gamma_v = \dot{m}^+ + \dot{m}^-$. Einer beschreibt die Verdampfung, bzw. die Produktion von Dampf, \dot{m}^+ und einer die Kondensation bzw. die Vernichtung von Dampf, \dot{m}^- . [101]

Dabei ist der Ausgangspunkt für die Verdampfung in der Regel eine Modellierung der Kavitationskeime innerhalb der Flüssigkeit. Dies kann z.B. über eine konstante Anzahl an Kavitationskeimen pro Volumen n_0 mit der entsprechenden Vorgabe eines konstanten Initialradius R_0 geschehen, aber auch über unterschiedliche Verteilungen, sowohl der Kavitationskeime als auch der Initialradien. Gelangen diese Keime dann durch die Strömung in ein Gebiet in dem der Dampfdruck unterschritten wird, beginnen diese zu wachsen. Umgekehrt schrumpfen sie wieder, sobald der Umgebungsdruck den Dampfdruck übersteigt. Die Konvektion der Dampfblasen wird über die linke Seite von Gl. (2.80) mittels der VOF Methode modelliert, das Wachstum, bzw. der Kollaps, der Blasen über den Quellterm auf der rechten Seite.

Viele der heute gängigen Kavitationsmodelle basieren in ihrer Formulierung des Quellterms auf der RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung. Die Verdampfung einer großen Anzahl von Kavitationskeimen wird also anhand der Betrachtungen des Blasenwachstums einer Einzelblase modelliert. Blaseninteraktionen, Abweichungen von der Sphärizität der anwachsenden oder kollabierenden Blasen und weitere Effekte werden oftmals nicht direkt physikalisch berücksichtigt. Stattdessen besitzen die unterschiedlichen Kavitationsmodelle zur Anpassung an Messergebnisse verschiedene Modellkonstanten. Gerade die Modellkonstanten können einen erheblichen Einfluss auf das vorhergesagte Erscheinungsbild der Kavitation haben. Optimiert man die Modellkonstanten für eine spezielle Konfiguration weichen die Werte oftmals stark von den Standardwerten ab. Dies verbessert in der Regel deutlich die Genauigkeit der Modelle, doch diese Optimierung kann nur durch eine Vielzahl von Vergleichsrechnungen ermittelt werden [102].

Eine weitere Gruppe von Kavitationsmodellen basiert statt dessen auf der Betrachtung eines Blasenclusters statt einer Einzelblase.

MERKLE:

$$\dot{m}^+ = C_{prod} \frac{\rho_l \alpha_l \min(0, p - p_v)}{0.5 \rho_l \rho_v U_\infty^2 t_\infty} \quad (2.83)$$

$$\dot{m}^- = C_{dest} \frac{(1 - \alpha_l) \max(0, p - p_v)}{0.5 \rho_l U_\infty^2 t_\infty} \quad (2.84)$$

Das Kavitationsmodell von MERKLE ET AL. [103] basiert auf einer Analyse von Blasenwolken anstatt der Betrachtung einer Einzelblase. Daher hängen die beiden Quellterme direkt von der Druckdifferenz $p - p_v$ ab und nicht von der Wurzel dieses Terms wie

er aus der RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung hervor geht [104, 105]. C_{prod} und C_{dest} sind empirische Konstanten.

KUNZ:

$$\dot{m}^+ = C_{prod} \frac{\rho_v \alpha_l \min(0, p - p_v)}{0.5 \rho_l U_\infty^2 t_\infty} \quad (2.85)$$

$$\dot{m}^- = C_{dest} \frac{\rho_v (\alpha_l - \alpha_{ng})^2 (1 - \alpha_l - \alpha_{ng})}{t_\infty} \quad (2.86)$$

Das von KUNZ ET AL. aufgestellte Kavitationsmodell ähnelt in der Formulierung dem von MERKLE ET AL.. In dem Kavitationsmodell kann über die Variable α_{ng} der Einfluss von nicht kondensierbarem Gas ('ng') innerhalb der Dampfblase berücksichtigt werden. t_∞ ist eine charakteristische Zeit und definiert als $t_\infty = l/U_\infty$, wobei l eine charakteristische Länge darstellt. C_{prod} und C_{dest} sind empirische Konstanten, die von KUNZ ET AL. mit $C_{prod} = 100$ und $C_{dest} = 100$ angegeben werden. [106]

Laut Untersuchungen von FRIKHA ET AL. scheint dieses Modell die Kavitation im Anfangsbereich zu unterschätzen [101].

SINGHAL:

$$\dot{m}^+ = C_{prod} \frac{U_{ch}}{\sigma_s} \rho_l \rho_v \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_l}} (1 - f_v - f_{ng}) \quad (2.87)$$

$$\dot{m}^- = C_{dest} \frac{U_{ch}}{\sigma_s} \rho_l \rho_v \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p - p_v}{\rho_l}} f_v \quad (2.88)$$

Das von SINGHAL ET AL. als „full cavitation model“ bezeichnete Kavitationsmodell beinhaltet in seiner vollständigen Formulierung auch den Einfluss von nicht kondensierbarem Gas innerhalb der Dampfblasen. Für die Bestimmung der Blasengröße greifen SINGHAL ET AL. auf das Gleichgewicht zwischen aerodynamischer Reibung und Oberflächenspannung an der Blase zurück. U_{ch} ist eine charakteristische Geschwindigkeit, die den Einfluss einer lokalen Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Blase und Flüssigkeit einbezieht. Unter Berücksichtigung von nicht kondensierbarem Gas wird die lokale Geschwindigkeitsdifferenz von SINGHAL ET AL. durch die Wurzel der turbulenten kinetische Energie k angenähert, \sqrt{k} . f_v und f_{ng} stehen für den Dampfmassenanteil, bzw. den Gasmassenanteil. C_{prod} und C_{dest} sind empirische Konstanten, die von SINGHAL ET AL. mit $C_{prod} = 0.02$ m/s und $C_{dest} = 0.01$ m/s angegeben werden ⁸. [107]

⁸Für die Konsistenz der Einheiten müssen die beiden empirischen Konstanten in der hier gezeigten Form der Quellterme mit der Einheit m/s versehen werden.

SCHNERR und SAUER:

$$\dot{m}^+ = C_{prod} \frac{\rho_v \rho_l}{\rho_m} \frac{3\alpha_v(1-\alpha_v)}{R_b} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_l}} \quad (2.89)$$

$$\dot{m}^- = C_{dest} \frac{\rho_v \rho_l}{\rho_m} \frac{3\alpha_v(1-\alpha_v)}{R_b} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p - p_v}{\rho_l}} \quad (2.90)$$

SCHNERR und SAUER koppeln in ihrem Modell den Dampfvolumenanteil mit der Anzahl der Dampfblasen und ihrer entsprechenden Größe.

$$\alpha_v = \frac{n_0 \frac{4}{3} \pi R_b^3}{1 + n_0 \frac{4}{3} \pi R_b^3} \quad (2.91)$$

Mit R_b als dem Blasenradius und n_0 als der Anzahl der Kavitationskeime pro m^3 Flüssigkeit. Unter Berücksichtigung einer allgemeinen Formulierung des Quellterms Γ_v [47]:

$$\Gamma_v = \frac{\rho_v \rho_l}{\rho_m} \frac{d\alpha_v}{dt} \quad (2.92)$$

kann man nun Gl. (2.91) und (2.92) kombinieren:

$$\Gamma_v = \frac{\rho_v \rho_l}{\rho_m} \frac{3\alpha_v(1-\alpha_v)}{R_b} \frac{dR_b}{dt} \quad (2.93)$$

Das Blasenwachstum wird schließlich über die vereinfachte RAYLEIGH-PLESSET-Gleichung bestimmt:

$$\frac{dR_b}{dt} = \text{sign}(p_v - p) \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p - p_v}{\rho_l}} \quad (2.94)$$

Der Blasenradius R_b kann schließlich mit folgender Gleichung bestimmt werden:

$$R_b = \left(\frac{3\alpha_v}{(1-\alpha_v)n_0 4\pi} \right)^{1/3} \quad (2.95)$$

Barotropische Zustandsgleichung:

Eine gänzlich andere Herangehensweise ist die Verwendung einer barotropischen Zustandsgleichung für die Mehrphasenströmung⁹, wie sie ursprünglich von DELANNOY und KUENY vorgeschlagen wurde [108, 109]. Diese basiert auf dem Gradienten der Schallgeschwindigkeit innerhalb des Gemisches. In diesem Fall hängen die Verdampfungs- und Kondensationsraten implizit von der Form der Zustandsgleichung ab und werden nicht explizit über zusätzliche Terme bestimmt. Der Dampfvolumenanteil α_v wird in diesem Fall über die lokale Dichte des Gemisches ρ_m bestimmt und nicht über Gl. (2.80). In Modellen dieser Art müssen dementsprechend lediglich Gl. (2.81) und Gl. (2.82) gelöst,

⁹In diesem Fall ist die Dichte lediglich eine Funktion des Druckes ($\rho = \rho(P)$), wodurch Flächen gleichen Druckes und gleicher Temperatur parallel zueinander verlaufen.

sowie weiterhin die Beziehung $\alpha_v = f(P)$ modelliert werden. Demnach wird das Gemisch als homogenes Medium betrachtet, dessen lokale Dichte durch Verdampfung und Kondensation stark variieren kann. Die Veränderung der Dichte wird über die barotropische Zustandsgleichung bestimmt, die Dichte und Druck miteinander verknüpft, siehe Abb. 2.12. Das Fluid wird dabei in drei Bereiche unterteilt. Für die pure Flüssigkeit werden Druck und Dichte in der Regel über die TAITSCHE Zustandsgleichung gekoppelt. Für puren Dampf wird oftmals das ideale Gasgesetz verwendet und das Gemisch wird schließlich durch die minimale Schallgeschwindigkeit, bzw. durch den Gradienten der Schallgeschwindigkeit definiert. [59]

Dies kann z.B. über die von DELANNOY und KUENY vorgeschlagene sinusförmige barotropische Zustandsgleichung geschehen [110]:

$$p_m(\rho, \alpha_v) = p_v(T) + \left(\frac{\rho_l^{sat} - \rho_v^{sat}}{2} \right) a_{min}^2 \arcsin(1 - 2\alpha_v) \quad (2.96)$$

Mit p_m als dem Druck des Gemisches, ρ_k^{sat} als den jeweiligen Dichten im Sättigungszustand und a_{min} als der minimalen Schallgeschwindigkeit des Gemisches.

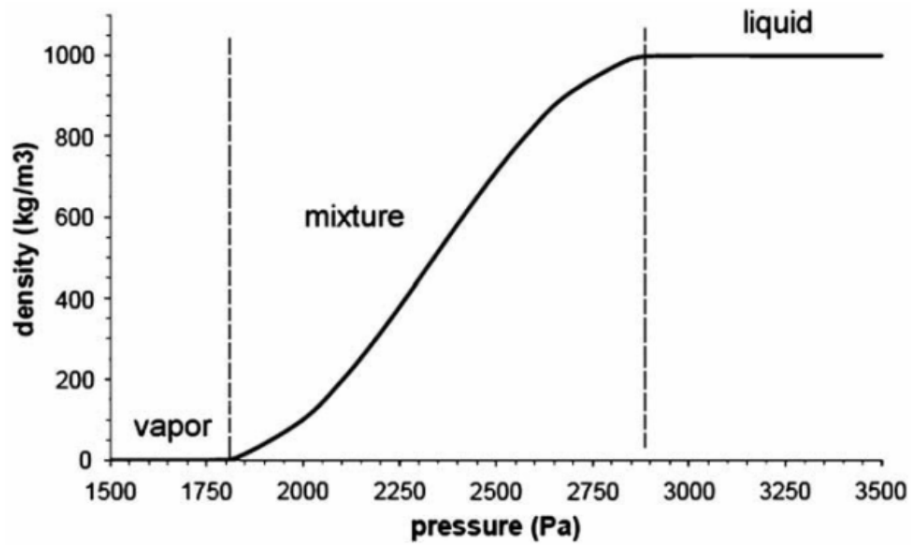


ABBILDUNG 2.12: Sinusförmige barotropische Zustandsgleichung [111]

Neuere experimentelle und numerische Untersuchungen haben jedoch gezeigt, dass gerade im Endbereich der Kavitationsblase Vortizität in einem hohen Maße durch den baroklinen Quellterm der Wirbeltransportgleichung produziert wird [112].

$$\text{barokliner Quellterm} = \frac{\vec{\nabla} \rho_m \times \vec{\nabla} P}{\rho_m^2} \quad (2.97)$$

Unter Verwendung der barotropischen Beziehung sind die Gradienten der Dichte und des Druckes parallel zueinander, wodurch dieser Term wegfällt. Aufgrund dessen wird die Verwendung des barotropischen Modells teilweise nicht mehr empfohlen [112]. Die

Untersuchungen zeigen eine große Interaktion zwischen der Kavitation und der Vortizität, die unter anderem dafür sorgen kann, dass die Struktur der Kavitationsblase einen stark dreidimensionalen Charakter entwickelt [113].

2.7 Turbulenzmodellierung

An dieser Stelle soll lediglich ein kurzer Einblick über die für diese Arbeit relevanten Themen in der Modellierung von turbulenten Strömungen gegeben werden. Eine ausführliche Behandlung der Turbulenz findet sich in der einschlägigen Literatur (z.B. [88, 114, 115]). Anschließend folgt ein Überblick der Formulierungen einiger in dieser Arbeit verwendeter Turbulenzmodelle.

Die Lösung der vollen Navier-Stokes-Gleichungen führt bei turbulenter Strömung auf das bekannte Schließungsproblem, welches die Modellierung des REYNOLDSSCHEN - Spannungstensors nötig macht. Dieser enthält die Schwankungsgrößen (z.B. $\vec{v}'(\vec{x}, t)$), die wiederum zusammen mit den zeitlichen Mittelwerten (z.B. $\vec{\bar{v}}(\vec{x})$) die Gesamtgröße ergeben, für das Geschwindigkeitsfeld bedeutet dies [74]: $\vec{v}(\vec{x}, t) = \vec{\bar{v}}(\vec{x}) + \vec{v}'(\vec{x}, t)$.

Der REYNOLDSSCHE - Spannungstensor wirkt wie eine erhöhte Viskosität, lässt sich jedoch nicht ohne Weiteres berechnen, wodurch sich die Vielzahl der Turbulenzmodelle entwickelt hat. Auch auf die Grenzschicht, die dünne Schicht, die sich zwischen der Oberfläche eines Körpers und dem Fluid bildet und in der die Geschwindigkeit von der Oberflächengeschwindigkeit zur Fluidgeschwindigkeit variiert, hat die Turbulenz Auswirkungen. Die Grenzschicht lässt sich in mehrere Bereiche unterteilen.

Viskose Unterschicht:

Die unterste Schicht in direkter Wandnähe ist die sogenannte viskose Unterschicht. Innerhalb dieser Schicht sind die turbulenten Schwankungen klein gegenüber der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit und können daher vernachlässigt werden. Dadurch ist die Wandschubspannung $\bar{\tau}_w$ im Grunde nur von der viskosen Reibung abhängig:

$$\bar{\tau}_w = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (2.98)$$

Durch Integration von Gl. (2.98) erhält man das Profil der mittleren Geschwindigkeit in der viskosen Unterschicht [74]:

$$\bar{u}(y) = \frac{\bar{\tau}_w}{\rho \nu} y \quad (2.99)$$

Daraus ergibt sich ein lineares Geschwindigkeitsprofil in der viskosen Unterschicht. Dieses wird in der Regel dimensionslos dargestellt durch die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_τ und den dimensionslosen Wandabstand y^+ [74]:

$$u_\tau := \sqrt{\frac{\bar{\tau}_w}{\rho}} \quad (2.100)$$

$$\bar{u}^+(y) = \frac{\bar{u}(y)}{u_\tau} \quad (2.101)$$

$$y^+ = \frac{u_\tau}{\nu} y \quad (2.102)$$

Skaliert man Gl. (2.99) mit den obigen Faktoren erhält man das universelle Geschwindigkeitsprofil in der viskosen Unterschicht [74]:

$$\bar{u}^+(y^+) = y^+ \quad (2.103)$$

Messungen haben ergeben, dass dieses Profil für y^+ von 0 bis etwa 5-10 gültig ist. Darauf folgt ein Übergangsbereich (engl. „buffer layer“) und anschließend ein Bereich in dem die turbulenten Spannungen gegenüber den viskosen Spannungen dominieren (siehe Abb. 2.13).

Logarithmisches Wandgesetz:

Ab $y^+ \approx 30$ dominieren die turbulenten Spannungen, so dass für die mittlere Wandschubspannung nun gilt [74]:

$$\bar{\tau}_w = \rho |\overline{u'v'}| = \rho u_\tau^2 \quad (2.104)$$

Unter Verwendung des Modells des PRANDTLSCHEN Mischungsweges erhält man schließlich für das Geschwindigkeitsprofil eine logarithmische Gleichung [74]:

$$u^+(y^+) = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B \quad (2.105)$$

mit κ als der KÁRMÁN - Konstante = 0.42 und B als einer Integrationskonstante, die üblicherweise zu etwa 5.5 gesetzt wird [74]. In CCM+ ist das logarithmische Wandgesetz leicht abweichend implementiert, mit $E = 9$, als [116]:

$$u^+(y^+) = \frac{1}{\kappa} \ln (E y^+) \quad (2.106)$$

Da gerade bei Kavitation die Wahl des Turbulenzmodells einen großen Einfluss auf die numerischen Ergebnisse haben kann, soll hier kurz auf einige Unterschiede in den Formulierungen der in dieser Arbeit verwendeten Modelle eingegangen werden. Dabei wird auf eine ausgiebige Herleitung der jeweiligen Modelle verzichtet und an dieser Stelle auf die

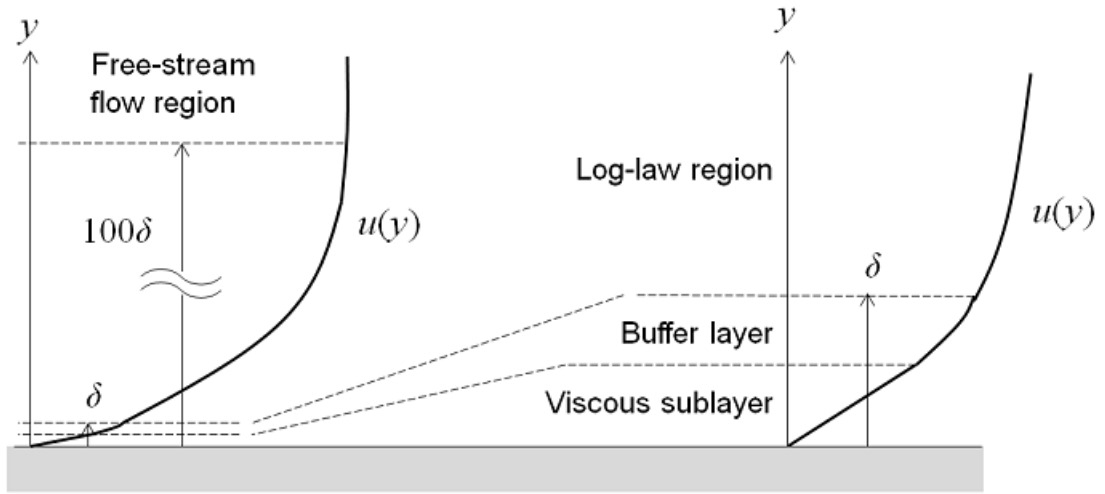


ABBILDUNG 2.13: Turbulentes Geschwindigkeitsprofil an einer ebenen Platte mit den drei Bereichen [117]

einschlägige Literatur verwiesen. Da vor allem unter dem Aspekt der numerischen Stabilität oftmals leicht abweichende Formulierungen der Turbulenzmodelle vorliegen, werden hier ausschließlich die Formulierungen wie sie in CCM+ implementiert sind präsentiert.

Standard k- ϵ Turbulenzmodell:

Das Standard k- ϵ Modell gehört zu den am weitesten verbreiteten Modellen. Es basiert auf der Annahme einer Wirbelviskosität und gehört zur Familie der Zwei-Gleichungs-Modelle. Bei Turbulenzmodellen aus der Klasse der Wirbelviskositätsmodelle wird der Reynoldssche Spannungstensor nach dem Ansatz von BOUSSINESQ modelliert. Dadurch werden die Reynolds-Spannungen in gleicher Weise wie die durch molekulare Viskosität hervorgerufenen Spannungen modelliert.

Zur Berechnung der turbulenten Strömungsanteile werden zwei Erhaltungsgleichungen eingeführt, eine für die turbulente kinetische Energie k und eine für die turbulente Dissipationsrate ϵ . In CCM+ wird das Standard k- ϵ Modell in der „Two-Layer“ Formulierung verwendet, die wie folgt implementiert ist:

Turbulente kinetische Energie k :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho k \vec{v}) = \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \vec{\nabla} k \right] + P_k - \rho \epsilon + Y_M \quad (2.107)$$

Turbulente Dissipationsrate ϵ :

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \epsilon \vec{v}) = \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \vec{\nabla} \epsilon \right] + \frac{1}{T} [C_{1\epsilon} P_k - C_{2\epsilon} \rho \epsilon + \rho Y_\epsilon] \quad (2.108)$$

Die turbulente Zeitskala ist definiert als:

$$T = \begin{cases} \max\left(\frac{k}{\epsilon}, C_t \sqrt{\frac{\nu}{\epsilon}}\right) & \text{ohne Realizable Option} \\ \min\left[\max\left(\frac{k}{\epsilon}, C_t \sqrt{\frac{\nu}{\epsilon}}\right), \frac{C_T}{\sqrt{3}C_\mu S}\right] & \text{mit Realizable Option} \end{cases} \quad (2.109)$$

Die „Realizability“ Option basiert hierbei auf dem DUBIN Limiter [118]. P_k ist die Produktionsrate von k , definiert als:

$$\begin{aligned} P_k &= \mu_t S^2 - \frac{2}{3} \rho k \vec{\nabla} \cdot \vec{v} - \frac{2}{3} \mu_t \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{v} \right)^2 \\ S &= |\vec{S}| = \sqrt{2 \vec{S} : \vec{S}} \\ \vec{S} &= \frac{1}{2} \vec{D} \end{aligned} \quad (2.110)$$

wobei \vec{S} der Dehnungsratentensor ist. Y_M ist eine mögliche Kompressibilitätsmodifikation,

$$Y_M = \frac{C_M k \epsilon}{a^2} \quad (2.111)$$

wobei $C_M = 2$ ist und a die Schallgeschwindigkeit ist. Y_y ist die sogenannte YAP-Korrektur, die gerade im Bereich von Strömungsablösungen die Ergebnisse des k - ϵ Modells deutlich verbessert [119]. Die YAP-Korrektur wird in der Regel so implementiert, dass sie nur berücksichtigt wird, wenn der Quellterm positiv ist [116]:

$$Y_y = C_w \frac{\epsilon^2}{k} \max \left[\left(\frac{l}{l_\epsilon} - 1 \right) \left(\frac{l}{l_\epsilon} \right)^2, 0 \right] \quad (2.112)$$

mit Variablen und Konstanten [116],

$$l = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\epsilon}, \quad l_\epsilon = C_l y, \quad C_l = 2.55, \quad C_w = 0.83 \quad (2.113)$$

und y als dem Wandabstand.

Die turbulente Viskosität (bzw. Wirbelviskosität) μ_t ist definiert als:

$$\mu_t = \rho C_\mu k T \quad (2.114)$$

Die Konstanten des Standard k - ϵ Modells wurden durch extensiven Abgleich mit experimentellen Daten ermittelt und sind im allgemeinen definiert als:

$$C_{1\epsilon} = 1.44, \quad C_{2\epsilon} = 1.92, \quad C_\mu = 0.09, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\epsilon = 1.3, \quad C_t = 1, \quad C_T = 0.6 \quad (2.115)$$

Für die Turbulenzmodelle der k - ϵ - Familie steht in CCM+ für die Verwendung der Wandgesetze das sogenannte all- y^+ Modell zur Verfügung. Dieses Modell unterscheidet

zwischen dem logarithmischen Wandgesetz bei hohen y^+ -Werten ($y^+ > 30$), oder dem linearen Wandgesetz, bei Rechenzellen in der viskosen Unterschicht, also bei kleinen y^+ -Werten ($y^+ < 2$). Dies geschieht mit Hilfe einer Blendfunktion g , die wie folgt definiert ist [116]:

$$g = \exp\left(-\frac{Re_y}{11}\right) \quad (2.116)$$

mit Re_y als der Wandabstands-REYNOLDS-Zahl, definiert als: $Re_y = \sqrt{k}y/\nu$. Die Wand-schubspannungsgeschwindigkeit ist für die unterschiedlichen Bereiche wie folgt definiert:

$$u_\tau = \begin{cases} \sqrt{C_\mu^{1/2}k} & \text{hohe } y^+\text{-Werte} \\ \sqrt{g\nu u/y + (1-g)C_\mu^{1/2}k} & \text{kleine } y^+\text{-Werte} \\ \sqrt{g\nu u/y + (1-g)C_\mu^{1/2}k} & \text{all } y^+ \end{cases} \quad (2.117)$$

Über diese wird dann in Abhängigkeit des y^+ -Wertes die Geschwindigkeit nach Gl. (2.103) oder (2.106) bestimmt. Die Produktionsrate von k an der Wandzelle wird berechnet nach [116]:

$$P_k = \begin{cases} \frac{1}{\mu} \left(\rho u_\tau \frac{u}{u^+}\right)^2 \frac{\partial u^+}{\partial y^+} & \text{hohe } y^+\text{-Werte} \\ \mu_t S^2 & \text{kleine } y^+\text{-Werte} \\ g\mu_t S^2 + (1-g)\frac{1}{\mu} \left(\rho u_\tau \frac{u}{u^+}\right)^2 \frac{\partial u^+}{\partial y^+} & \text{all } y^+ \end{cases} \quad (2.118)$$

Dissipationsrate von ϵ an der Wandzelle [116]:

$$\epsilon = \begin{cases} \frac{u_\tau^3}{ky} & \text{hohe } y^+\text{-Werte} \\ \frac{2\nu k}{y^2} & \text{kleine } y^+\text{-Werte} \\ \frac{u_\tau^3}{ky} & \text{all } y^+ \\ g\frac{2\nu k}{y^2} + \frac{k^{3/2}}{l_\epsilon} & \text{two-layer all } y^+ \end{cases} \quad (2.119)$$

Das Standard k - ϵ Turbulenzmodell hat sich zwar aufgrund seiner geringen Berechnungsintensität und großen Robustheit, bei gleichzeitig guten Ergebnissen, bewiesen, weist aber dennoch einige Nachteile auf. Diese beruhen auf der Verwendung der BOUSSINESQ-Approximation, wodurch Strömungsfelder, in denen der Geschwindigkeitsvektor in hohem Maße von den Normalspannungen abhängig ist, nur schlecht abgebildet werden können. Dies tritt aber vor allem in den Ablösegebieten, Rezirkulationsbereichen und Sekundärströmungen auf, wie sie typisch für die Umströmung der Kavitationsblase sind. Ein anderer Ansatz ist die Einführung zusätzlicher nichtlinearer Terme in die Modellgleichungen. Die nichtlinearen Terme erhöhen die Genauigkeit bei der Berechnung des Einflusses der Normalspannungen.

Realizable k- ϵ Turbulenzmodell:

Das Realizable k- ϵ Modell stellt eine Erweiterung des Standardmodells dar und weicht in der Berechnung der turbulenten Dissipationsrate ϵ sowie in der Behandlung einiger Modellparameter ab. Die abweichenden Definitionen sind im Folgenden aufgelistet, alle anderen Parameter werden wie im Standardmodell berechnet [116].

Turbulente Dissipationsrate ϵ :

$$\frac{\partial(\rho\epsilon)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\epsilon\vec{v}) = \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \vec{\nabla}\epsilon \right] + C_{1\epsilon}S\epsilon - \frac{\epsilon^2}{k + \sqrt{\nu}\epsilon}\rho C_{2\epsilon} \quad (2.120)$$

Die turbulente Viskosität (bzw. Wirbelviskosität) μ_t ist wie beim Standardmodell definiert als,

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2.121)$$

jedoch ist der Parameter C_μ keine Konstante mehr, sondern eine Funktion von Strömungs- und Turbulenzparametern:

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s U^* \frac{k}{\epsilon}} \quad (2.122)$$

mit

$$U^* = \sqrt{\vec{S} : \vec{S} + \vec{W} : \vec{W}} \quad (2.123)$$

wobei \vec{S} definiert ist nach Gl. (2.110) und \vec{W} der Drehgeschwindigkeitstensor ist, definiert als [116]:

$$\vec{W} = \frac{1}{2}(\nabla\vec{v} - \nabla\vec{v}^T) \quad (2.124)$$

Die weiteren Koeffizienten sind:

$$\begin{aligned} A_s &= \sqrt{6} \cos \phi \\ \phi &= \frac{1}{3} \arccos(\sqrt{6}W) \\ W &= \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\sqrt{S_{ij}S_{ij}^3}} \\ S &= \sqrt{2\vec{S} : \vec{S}} \\ A_0 &= 4.0 \\ C_{1\epsilon} &= \max\left(0.43, \frac{\eta}{5 + \eta}\right) \\ \eta &= \frac{S k}{\epsilon} \end{aligned}$$

Die folgenden Konstanten sind abweichend vom Standard-k- ϵ -Modell definiert als:

$$C_{2\epsilon} = 1.9, \quad \sigma_\epsilon = 1.2 \quad (2.125)$$

Standard k- ω Turbulenzmodell:

Turbulente kinetische Energie k :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho k \vec{v}) = \vec{\nabla} \cdot \left[(\mu + \mu_t \sigma_k) \vec{\nabla} k \right] + P_k - \rho \beta^* \omega k \quad (2.126)$$

spezifische Dissipationsrate ω :

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \omega \vec{v}) = \vec{\nabla} \cdot \left[(\mu + \mu_t \sigma_\omega) \vec{\nabla} \omega \right] + P_\omega - \rho \beta \omega^2 \quad (2.127)$$

Mit P_k als der Produktionsrate von k ,

$$P_k = \mu_t f_c S^2 - \frac{2}{3} \rho k \vec{\nabla} \cdot \vec{v} - \frac{2}{3} \mu_t \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{v} \right)^2 \quad (2.128)$$

und P_ω als der Produktionsrate von ω

$$P_\omega = \rho \alpha \left[\left(\alpha^* S^2 - \frac{2}{3} \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{v} \right)^2 \right) - \frac{2}{3} \omega \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \right] \quad (2.129)$$

f_c bezeichnet die sog. „Curvature Correction“. Diese implementiert den Einfluss starker Stromlinienkrümmungen in die Produktion der turbulenten kinetischen Energie. Falls dieses Modell nicht verwendet wird ist $f_c = 1$ gesetzt, andernfalls:

$$f_c = \min \left(C_{max}, \frac{1}{C_{r1} (|\eta| - \eta) + \sqrt{1 - \min(C_{r2}, 0.99)}} \right) \quad (2.130)$$

mit:

$$\eta = \tau^2 \left(\vec{S} : \vec{S} - \vec{\omega} : \vec{\omega} \right) \quad (2.131)$$

Mit der Zeitskala τ definiert als:

$$\tau = \max(\tau_1, \tau_2), \quad \text{mit: } \tau_1 = \frac{1}{\omega \beta^*}, \quad \tau_2 = 6 \sqrt{\frac{\nu}{k \omega \beta^*}}, \quad \tau_3 = (\tau_1^n \tau_2)^{\frac{1}{n}+1} \quad (2.132)$$

Genauere Angaben zum Modell und der Formulierung sind in CCM+ sowie in der Arbeit von AROLLA und DURBIN zu finden [116, 120]. Die turbulente Viskosität ist wie folgt definiert:

$$\mu_t = \rho k T \quad (2.133)$$

mit der turbulenten Zeitskala als:

$$T = \begin{cases} \frac{\alpha^*}{\omega} & \text{ohne Realizable Option} \\ \min \left(\frac{\alpha^*}{\omega}, \frac{C_T}{\sqrt{3} S} \right) & \text{mit Realizable Option} \end{cases} \quad (2.134)$$

Die „Realizability“ Option basiert hierbei auf dem DURBIN Limiter [118]. Unter Verwendung der sog. „Compressibility Correction“ werden die Koeffizienten β und β^* durch Funktionen ersetzt, die Verluste durch die Volumendehnung berücksichtigen:

$$\beta_{comp}^* = \beta^* [1 + \xi^* F(M_t)], \quad \beta_{comp} = \beta - \beta^* \xi^* F(M_t) \quad (2.135)$$

mit:

$$F(M_t) = \max(0, M_t^2 - M_{t0}^2), \quad \text{mit: } M_t^2 = \frac{2k}{a^2} \quad (2.136)$$

Mit den Modellkonstanten, definiert nach CCM+, als:

$$\begin{aligned} f_{\beta^*} &= 1, \quad n = 1.625, \quad C_T = 0.6, \quad \alpha = 0.52, \quad \alpha^* = 1, \quad \beta^* = 0.09, \quad \beta = 0.072 \\ \sigma_k &= 0.5, \quad \sigma_\omega = 0.5, \quad \xi^* = 1.5, \quad M_{t0} = 0.25, \quad C_{r1} = 0.04645, \quad C_{r2} = 0.25 \\ C_{max} &= 1.25 \end{aligned} \quad (2.137)$$

Die Wandschubspannungsgeschwindigkeit ist für die unterschiedlichen Bereiche für k- ω -Modelle wie folgt in CCM+ definiert:

$$u_\tau = \begin{cases} \sqrt{\beta^{*1/2} k} & \text{hohe } y^+ \text{-Werte} \\ \sqrt{g\nu u/y + (1-g)\beta^{*1/2} k} & \text{kleine } y^+ \text{-Werte} \\ \sqrt{g\nu u/y + (1-g)\beta^{*1/2} k} & \text{all } y^+ \end{cases} \quad (2.138)$$

Die Produktionsrate von k an der Wandzelle ist für die k- ω -Modelle in gleicher Weise definiert wie in Gl. (2.118). Die Dissipationsrate von ω an der Wandzelle ist wie folgt definiert [116]:

$$\omega = \begin{cases} \frac{u_\tau}{\sqrt{\beta^*} \kappa y} & \text{hohe } y^+ \text{-Werte} \\ \frac{6\nu}{\beta y^2} & \text{kleine } y^+ \text{-Werte} \\ g \frac{6\nu}{\beta y^2} + (1-g) \frac{u_\tau}{\sqrt{\beta^*} \kappa y} & \text{all } y^+ \end{cases} \quad (2.139)$$

SST k- ω Turbulenzmodell:

Das SST-k- ω Turbulenzmodell stellt eine Erweiterung des Standard k- ω -Modells dar. Der Gleichung für die spezifische Dissipationsrate wird ein weiterer Term, die sogenannte Querdiffusion, hinzugefügt. Dadurch erhält man identische Ergebnisse mit dem k- ϵ Modell. Durch eine weitere Mischungsfunktion, basierend auf dem Wandabstand, kann das SST Modell in Wandnähe auf die dort besser geeignete k- ω Formulierung zurückgreifen, wohingegen in einiger Entfernung zur Wand die k- ϵ Formulierung genutzt wird.

Der zusätzliche Term der Querdiffusion ist wie folgt definiert:

$$D_\omega = 2(1 - F_1)\rho \frac{\sigma_{\omega_2}}{\omega} \vec{\nabla} k \cdot \vec{\nabla} \omega \quad (2.140)$$

Mit F_1 als der ersten Mischungsfunktion und $\sigma_{\omega_2} = 0.856$. Die Formulierung der Mischungsfunktionen, sowie die weiteren Koeffizienten werden an dieser Stelle nicht wiedergegeben und können der einschlägigen Literatur entnommen [114], oder in CCM+ nachgelesen werden [116].

Die wand-nahe Turbulenz ist durch eine starke Ungleichmäßigkeit und Anisotropie gekennzeichnet. Allerdings gehen die Zwei-Gleichungsmodelle, wie k- ϵ und k- ω , gerade von dieser Annahme einer homogenen, isotropen Turbulenz aus. Die nachfolgenden Turbulenzmodelle versuchen diesen Umstand durch geeignete zusätzliche Gleichungen gerecht zu werden, anstatt lediglich Korrekturfaktoren einzufügen.

V2F k- ϵ Turbulenzmodell:

Das V2F-Turbulenzmodell stellt eine Erweiterung des k- ϵ -Turbulenzmodells dar. Die Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und die Dissipationsrate ϵ werden durch eine Transportgleichung für die Varianz der Geschwindigkeitsfluktuation normal zur Wand $\overline{\vartheta^2}$ und deren durch k normalisierte Produktionsrate f erweitert [121]. Dieser Ansatz geht ursprünglich auf DUBIN zurück [121]. Die Gleichung für k bleibt hierbei identisch mit der des Standard k- ϵ -Turbulenzmodells. In Untersuchungen hat dieses Turbulenzmodell oftmals bessere Ergebnisse erzielt als die Standard k- ϵ und k- ω Modelle. Vor allem in der Vorhersage von Strömungsablösungen stimmen die Ergebnisse sehr gut mit experimentellen Daten überein [122]. In CCM+ ist dieses Modell wie folgt implementiert:

Turbulente Dissipationsrate ϵ :

$$\frac{\partial(\rho\epsilon)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\epsilon\vec{v}) = \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \vec{\nabla} \epsilon \right] + C_{1\epsilon}\rho \left(1 + a\sqrt{\frac{k}{\vartheta^2}} \right) \frac{P_k}{T} - C_{2\epsilon}\rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (2.141)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\overline{\vartheta^2})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\overline{\vartheta^2}\vec{v}) &= \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \vec{\nabla} \overline{\vartheta^2} \right] \\ + \rho \min \left\{ kf, -\frac{1}{T} \left[(C_1 - 6) \overline{\vartheta^2} - \frac{2k}{3} (C_1 - 1) \right] + C_2 P_k \right\} &- \frac{6\rho\overline{\vartheta^2}\epsilon}{k} \end{aligned} \quad (2.142)$$

$$L^2 \nabla^2 f - f = (1 - C_1) \frac{1}{T} \left(\frac{2}{3} - \frac{\overline{\vartheta^2}}{k} \right) - C_2 \frac{C_{\mu_{\vartheta^2}} \overline{\vartheta^2} \vec{S}^2}{\epsilon} - \frac{5\overline{\vartheta^2}}{kT} \quad (2.143)$$

mit P_k als der Produktionsrate von k , definiert nach Gl. (2.110). Die turbulente Viskosität μ_t ist definiert als:

$$\mu_t = \rho T \min \left(C_{\mu_{std}} k, C_{\mu_{\vartheta^2}} \overline{\vartheta^2} \right) \quad (2.144)$$

Die turbulente Zeitskala ist definiert als:

$$T = \begin{cases} \max \left(\frac{k}{\epsilon}, C_t \sqrt{\frac{\nu}{\epsilon}} \right) & \text{ohne Realizable Option} \\ \max \left[\min \left(\frac{k}{\epsilon}, \frac{\alpha k}{\sqrt{3} C_{\mu_{\vartheta^2}} \overline{\vartheta^2} S} \right), C_t \sqrt{\frac{\nu}{\epsilon}} \right] & \text{mit Realizable Option} \end{cases} \quad (2.145)$$

Die „Realizability“ Option basiert hierbei auf dem DURBIN Limiter [118]. Die turbulente Längenskala ist definiert als:

$$L = C_L \max \left(\min \left(\frac{k^{3/2}}{\epsilon}, \frac{k^{3/2}}{\sqrt{3} C_{\mu_{\vartheta^2}} \overline{\vartheta^2} S} \right), C_\eta \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \right) \quad (2.146)$$

Mit den Konstanten, definiert nach CCM+, als:

$$\begin{aligned} a = 0.045, \quad \alpha = 0.6, \quad C_{1\epsilon} = 1.4, \quad C_{2\epsilon} = 1.9, \quad C_{\mu_{std}} = 0.09, \quad C_{\mu_{\vartheta^2}} = 0.22, \quad \sigma_k = 1.0 \\ \sigma_\epsilon = 1.3, \quad C_1 = 1.4, \quad C_2 = 0.3, \quad C_\eta = 70, \quad C_t = 6, \quad C_L = 0.23 \end{aligned} \quad (2.147)$$

Elliptic Blending k- ϵ Turbulenzmodell:

Das Elliptic Blending k- ϵ Modell (EB) stellt eine Weiterentwicklung des V2F-Modells dar. Die Berechnung der turbulenten kinetischen Energie k geschieht in ähnlicher Weise wie beim Standard k- ϵ Modell, der einzige Unterschied liegt in der Betrachtung der Viskosität, die lediglich als $\mu/2$ eingeht. [123]

Mit der Anisotropie normal zur Wand gegeben durch:

$$\varphi = \frac{\overline{\vartheta^2}}{k} \quad (2.148)$$

Die turbulente Dissipationsrate ϵ wird berücksichtigt über:

$$\frac{\partial(\rho\epsilon)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\epsilon\vec{v}) = \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\frac{\mu}{2} + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \vec{\nabla}\epsilon \right] + \frac{1}{\tau} [C_{1\epsilon}P_k - \rho E - C_{2\epsilon}\epsilon] \quad (2.149)$$

$$\frac{\partial(\rho\varphi)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\varphi\vec{v}) = \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\frac{\mu}{2} + \frac{\mu_t}{\sigma_\phi} \right) \vec{\nabla}\varphi \right] + \rho(1 - \alpha^3)f_w + \rho\alpha^3f_h - P_k\frac{\varphi}{k} \quad (2.150)$$

$$L^2\nabla^2\alpha = \alpha - 1 \quad (2.151)$$

Mit P_k als der Produktionsrate von k , definiert nach Gl. (2.110). Der zusätzliche Dissipationsterm E ist definiert als:

$$E = -2C_k \nu \nu_t (1 - \alpha)^3 \frac{k}{\epsilon} \left(\frac{\partial \|2S_{ij}n_j\| n_k}{\partial x_k} \right)^2 \quad (2.152)$$

mit n_i als dem Normalvektor. Die turbulente Viskosität ist definiert als:

$$\mu_t = \rho C_\mu k \varphi \tau_{lim} \quad (2.153)$$

mit:

$$\tau_{lim} = \max \left(\tau, \frac{C_T}{\sqrt{3} C_\mu \varphi S} \right) \quad (2.154)$$

und der turbulenten Zeitskala und Längenskala, τ und L als:

$$\tau = \sqrt{\left(\frac{k}{\epsilon} \right)^2 + C_t \frac{\nu}{\epsilon}}, \quad L = C_L \sqrt{\left(\frac{k}{\epsilon} \right)^3 + C_\eta^2 \frac{\nu^3}{\epsilon}} \quad (2.155)$$

Ein großer Unterschied zu anderen Zwei-Gleichungsmodellen liegt in der Definition des Koeffizienten $C_{2\epsilon}$, der üblicherweise als Konstante angesehen wird, beim EB-k- ϵ Modell jedoch durch den Gradienten der turbulenten kinetischen Energie beeinflusst wird.

$$C_{2\epsilon} = 1.83 + \alpha^3 (1 - 1.83) \tanh \left(\left| \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\rho \sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \epsilon^{-1} \right) \right|^{3/2} \right) \quad (2.156)$$

Mit den Parametern:

$$f_w = -\frac{\varphi \epsilon}{2k}, \quad f_h = -\frac{1}{\tau} \left(C_1 - 1 + C_2 \frac{P_k}{\rho \epsilon} \right) \left(\varphi - \frac{2}{3} \right) \quad (2.157)$$

und den Konstanten, definiert nach CCM+, als:

$$\begin{aligned} C_{1\epsilon} &= 1.44, & C_\mu &= 0.22, & C_\eta &= 75, & C_1 &= 1.7, & C_2 &= 0.9 \\ C_k &= 2.3, & C_t &= 4, & C_T &= 1, & C_L &= 0.164, & \sigma_k &= 1.0, & \sigma_\epsilon &= 1.5, & \sigma_\varphi &= 1 \end{aligned} \quad (2.158)$$

Kapitel 3

Geometrie

In diesem Kapitel soll einerseits auf die untersuchten Geometrien eingegangen werden sowie weiterhin in der Literatur bereits beschriebene Geometrieeinflüsse bezüglich des Kavitationsverhaltens von Düsen erläutert werden.

3.1 Geometrieeinfluss in der Literatur

Geometrieoptimierungen für Düsen unter kavitierenden Bedingungen finden in der Regel an Einspritzdüsen für die Automobilindustrie statt. Dennoch gibt es einige numerische und experimentelle Untersuchungen, die an Venturi-Düsen durchgeführt wurden oder einen allgemeinen Charakter besitzen. Diese wurden im Folgenden zusammen getragen.

Generelle Düsengeometrie

CHAVAN ET AL. haben eine numerische Untersuchung bezüglich der optimalen Geometrie von hydraulisch kavitierenden konvergenten-divergenten Düsen durchgeführt [124]. Die Untersuchungen wurden zwar nicht mit einem Bezug zur Durchflussmesstechnik durchgeführt, können jedoch interessante Ansätze bezüglich der Geometrie liefern. Dabei wurden drei Hauptkategorien von Geometrietypen untersucht, straight-straight, convex-convex und concave-concave, jeweils bezogen auf die geometrische Ausführung des Düsen- und Diffusorbereiches. Durch Vergleich der unterschiedlichen Druckprofile wurde ein konkaver Übergang sowohl für den Düsen, als auch den Diffusorbereich mit einem Düsenhalbwinkel von 10° und einem Diffusorhalbwinkel von 2.5° als optimale Geometrie im Bezug auf einen maximalen Blasenkollapsdruck ausgemacht. Inwiefern diese Ergebnisse für die Durchflussmesstechnik von Bedeutung sind ist aber noch zu klären.

Gestaltung des Überganges vom Düsen- zum Halsbereich

Schon ACKERET hat 1930 experimentell beobachtet, dass Düsen mit einem tangentialen Übergang vom Düsen- zum Halsbereich zu einem „örtlich nicht festgelegten und unregelmäßig wechselnden“ [24] Kavitationsbeginn neigen. Dementsprechend wechselte er für weitere Untersuchungen zu einem Herschel Venturi-Rohr mit scharfem Übergang vom Düsen- zum Halsbereich.

Andererseits haben SCHMIDT ET AL. einen positiven Einfluss einer Rundung am Halsanfang ausgemacht. Sie untersuchten jedoch, anders als ACKERET, Einspritzdüsen die im Prinzip nur aus einer Bohrung bestehen und damit keinen richtigen Düsenbereich besitzen der für eine stetige Beschleunigung des Fluides sorgt. Dies mag dazu beigetragen haben, dass sie einen signifikant positiven Einfluss mit zunehmender Abrundung auf den Durchflusskoeffizienten ausgemacht haben [125]. YUAN ET AL. haben in ihren numerischen Untersuchungen einer Einspritzdüse einen Einfluss der Rundung auf die Länge der Kavitationsblase ausgemacht. So entwickelt sich ohne Rundung die längste Kavitationsblase und mit zunehmender Abrundung eine immer kürzere, wie auch von anderen experimentell bestätigt wurde [55, 126].

Halslänge

Der Einfluss der Halslänge auf die kavitierende Düsenströmung wurde von CHAVES ET AL. [127] und HIROYASU ET AL. [128] experimentell untersucht. Beide fanden nur einen sehr kleinen Einfluss. SCHMIDT ET AL. führten numerische Untersuchungen durch und konnten ebenfalls nur einen minimalen Einfluss der Halslänge auf den Durchflusskoeffizienten einer Einspritzdüse ausmachen [125]. Weiterhin haben SATO ET AL. experimentelle Untersuchungen an Blenden mit unterschiedlichen Halslängen durchgeführt [129]. Dabei haben sie bei l/d -Verhältnissen von 2.2-4.5 keine signifikanten Einflüsse auf das Kavitationsverhalten feststellen können.

Im Gegensatz dazu stehen die numerischen Untersuchungen von ASHRAFIZADEH ET AL., die als einzige einen signifikanten Einfluss der Düsenhalslänge auf die Durchflussbegrenzung von Herschel-Rohren heraus bekommen haben [38].

Im Bereich der Durchströmung von Blenden mit überhitzten oder unterkühlten Flüssigkeiten gibt es einige Untersuchungen bezüglich der Halslänge [34, 130, 131]. So bildet sich zunächst bei Blenden mit einem Halslänge zu Halsdurchmesser Verhältnis kleiner drei ($l/d < 3$) eine Ringströmung aus, zu sehen in Abb. 3.1a. Durch die für Blenden typische scharfe Kante am Halsanfang löst die Flüssigkeitsströmung ab und bildet einen Strahl aus, während sich im Wandbereich (vena contracta) eine Kavitationsblase bildet. Mit zunehmender Halslänge legt sich die Strömung wieder an (3.1b). Ab einem Verhältnis von $l/d > 12$ ist die Strömung wieder vollständig angelegt und es bildet sich eine disperse Zweiphasenströmung aus. [130, 131]

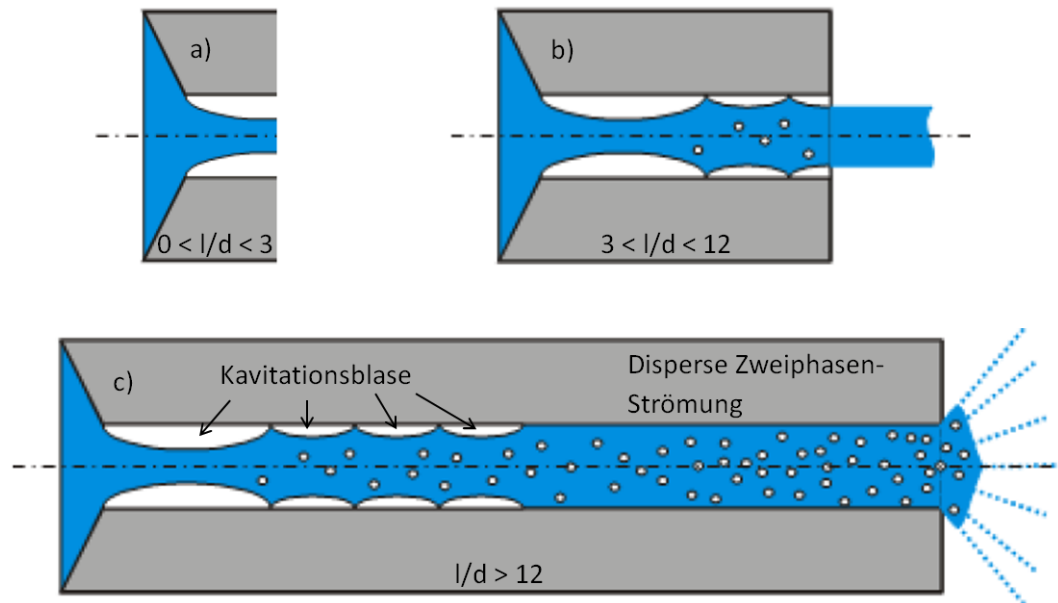


ABBILDUNG 3.1: Einfluss der Halslänge auf das Erscheinungsbild der Kavitation bei Einspritzdüsen/Blenden [130]

Halsdurchmesser

In den numerischen Untersuchungen von ASHRAFIZADEH ET AL. steigt das kritische Druckverhältnis, ab dem die Durchflussbegrenzung einsetzt mit steigendem Halsdurchmesser. So wird mit steigendem Halsdurchmesser eine geringere Druckdifferenz benötigt, bevor die Durchflussbegrenzung einsetzt [38]. Dies deckt sich im Prinzip mit den Untersuchungen von KELLER bezüglich des Größenmaßstabeffektes, der bei konstanter Kavitationszahl stärkere Kavitationerscheinungen bei einer Vergrößerung der um- oder durchströmten Geometrie gemessen hat (siehe Kapitel 2.1.2.2).

Düsen-/Diffusorwinkel

In der Literatur werden in der Regel maximale Diffusorhalbwinkel von $3-4^\circ$ angegeben, um eine Druckrückgewinnung ohne Ablöseerscheinungen zu gewährleisten. Laut DIN EN ISO 5167 darf der zulässige Diffusorhalbwinkel für die Durchflussmessung von Fluiden mit Herschel-Rohren sogar zwischen $3.5-7.5^\circ$ liegen [75]. Numerische Untersuchungen von ASHRAFIZADEH ET AL. zeigen einen erheblichen Einfluss des Diffusorwinkels auf das kritische Druckverhältnis, ab dem die Durchflussbegrenzung bei kavitierender Strömung einsetzt. So sinkt das kritische Druckverhältnis mit zunehmendem Diffusorwinkel, wodurch eine größere Druckdifferenz benötigt wird bevor die Durchflussbegrenzung einsetzt [38].

3.2 ISO 9300 Venturi-Düse

Aufgrund der Tatsache, dass die ISO 9300 Venturi-Düse in der Durchflussmessung von Gasen bereits weit verbreitet ist, wird diese Geometrie als erste unter Kavitationsbedingungen untersucht. Wie schon von NUMACHI 1964 experimentell an Venturidüsen mit zylindrischem Halsbereich bestätigt wurde [28], sollte die Kavitation in einem gewissen Bereich zu einem stabilen Massenstrom führen, dessen Messunsicherheit sogar innerhalb der damaligen DIN-Norm lag [132].

Die Geometrie wird gemäß der ISO 9300 Norm für die Venturi-Düse mit torusförmigem Halsbereich gewählt. Solange nicht anders erwähnt, haben alle in dieser Arbeit untersuchten Düsen, sowohl numerisch als auch experimentell, einen Halsdurchmesser von 11.2 mm .

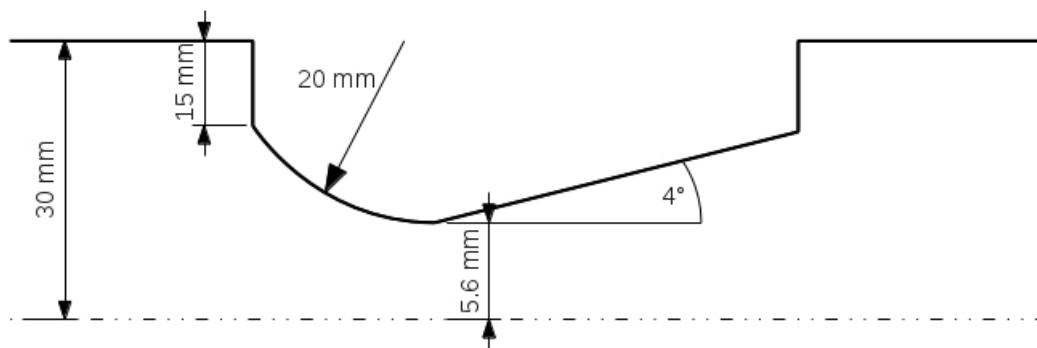


ABBILDUNG 3.2: Geometrie der ISO 9300 Venturi-Düse mit torusförmigem Halsbereich

3.3 Herschel Venturi-Rohr

Als eine zweite Geometrie wird das Herschel Venturi-Rohr gewählt. Dieses wurde ebenfalls schon von NUMACHI experimentell unter Kavitationsbedingungen untersucht. Dabei ergaben sich stabile Massenströme für einen größeren Differenzdruckbereich als bei der Venturi-Düse. Weiterhin lässt sich durch den schärferen Übergang vom Düsen- zum Halsbereich eine bessere Fixierung des Kavitationsbeginns vornehmen. Gerade diese Eigenschaft verschafft dem Venturi-Rohr gegenüber der Venturi-Düse einen entscheidenden Vorteil, wie in den Folgenden Untersuchungen noch gezeigt wird. Die in Abb. 3.3 gezeigten Geometrieparameter entsprechen zunächst denen von NUMACHI [27], jedoch um den Faktor 10 verkleinert. Die Konfiguration weist einen Düsenhalbwinkel von 10.5° und einen Diffusorhalbwinkel von 3.5° auf. Damit entspricht die Geometrie ebenfalls den in der Norm DIN EN ISO 5167 für die Durchflussmessung von Fluiden mit Herschel-Rohren spezifizierten Werten. Der Düsenhalbwinkel ist dort mit $10.5^\circ \pm 0.5^\circ$ angegeben und der Diffusorhalbwinkel mit $3.5\text{-}7.5^\circ$. Die Wahl des niedrigen Diffusorwinkels wird zusätzlich

φ_n [°]	φ_d [°]	R_2 [mm]	l_{th} [mm]
10.5	3.5	2	0.1
			5.6
			11.2
10.5	3.5	0	11.2
10.5	8	2	11.2
22.5	3.5	2	0.1
			5.6
			11.2
45	3.5	2	11.2

TABELLE 3.1: In dieser Arbeit untersuchte Geometrieparameterkombinationen

im Hinblick auf die Vermeidung von möglichen Ablöseerscheinungen und damit einhergehende mögliche Überlagerungen von Effekten getroffen.

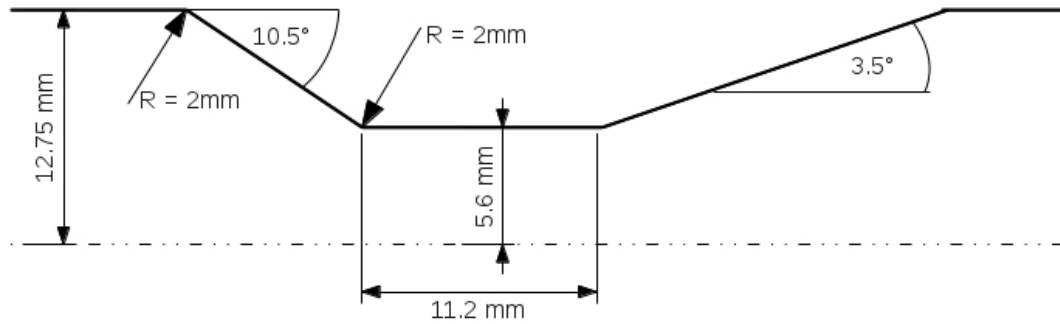


ABBILDUNG 3.3: Herschel Venturi-Rohr Geometrie „Standardkonfiguration“

Neben der in Abb. 3.3 gezeigten Geometrievariante wird in dieser Arbeit auch der Einfluss einiger Geometrieparameter untersucht. Die Ergebnisse werden dabei immer mit der in Abb. 3.3 gezeigten Geometrie verglichen, so dass diese fortan als Standardkonfiguration bezeichnet werden soll.

In Tabelle 3.1 sind die untersuchten Kombinationen von Geometrieparametern aufgelistet. Neben dem Düsenhalbwinkel (φ_n) und dem Diffusorhalbwinkel (φ_d) wird auch der Einfluss der Rundung (R_2) sowie der Düsenhalslänge (l_{th}) untersucht. Diese Parameterstudien wurden jedoch aus Gründen fehlender Rechenkapazität mit zweidimensionalen Simulationen durchgeführt.

Kapitel 4

Numerische Untersuchungen

Zunächst soll ein Vergleich der beiden in Kapitel 3 vorgestellten Geometrien statt finden um zu evaluieren welche geeigneter ist für den Einsatz als Durchflussmessgerät. Dabei sollen auch die möglichen Gründe für eine bessere oder schlechtere Leistung im Bezug auf das zeitliche Verhalten der kavitierenden Strömung gefunden werden. Abschließend soll dadurch die Eignung als Transfer-Normal beurteilt werden. Zunächst wird jedoch die allgemeine Vorgehensweise der numerischen Untersuchungen beschrieben.

4.1 Numerische Vorgehensweise

Die numerischen Untersuchungen werden mit der kommerziellen Simulationssoftware CD-adapco STAR-CCM+ (CCM+) durchgeführt. Dieses berechnet die kavitierende Zweiphasenströmung mittels der Volume-of-Fluid (VOF) Methode. Kavitation wird in CCM+ über das trägheitsdominierte Blasenwachstum nach RAYLEIGH modelliert. Die Leistungsfähigkeit von CCM+ im Bezug auf kavitierende Strömungen wurde schon mehrfach von unterschiedlichen Autoren bestätigt [7, 133–135]. Die Modellierung des Quellterms in Gl. (2.80) erfolgt über den Ansatz von SCHNERR und SAUER (s. Kapitel 2.6.2). Sowohl für die zeitliche, als auch die örtliche Diskretisierung wird stets eine Genauigkeit zweiter Ordnung genutzt. Für die zeitliche Auflösung hat sich ein Zeitschritt von $10^{-4}s$ als ausreichend herausgestellt und wird für alle Simulationen beibehalten. Die Wahl dieses Zeitschrittes wird dadurch begründet, dass sich damit einerseits bei den für kavitierende Düsenströmungen typischen Strouhal-Zahlen von 0.05-0.5 [136] und den zu erwartenden Geschwindigkeiten etwaige periodische Prozesse mit genügender zeitlicher Auflösung erfassen lassen. Andererseits erlaubt die zur Verfügung stehende Rechenkapazität keine weitere Reduzierung des numerischen Zeitschrittes.

Variable	Wert
Totaldruck, inlet (P_{01})	4 bar
Dampfdruck p_v	2333.21 Pa
α_v , inlet	0
T	298 K (isotherm)
ρ_l	998.34 kg/m ³
ρ_v	0.0173 kg/m ³
μ_l	1.001477 mPas
μ_v	0.009727 mPas
Keimdichte n_0	1e12 1/m ³
Keimradius R_0	0.001 mm
turbulente Intensität, inlet	1 %

TABELLE 4.1: Numerische Anfangs-/Randbedingungen

Für alle Simulationen wird am Eintritt (Inlet) stets ein Totaldruck als Randbedingung vorgegeben, sowie am Austritt (Outlet) ein statischer Druck. Als Totaldruck wird, sofern nicht anders erwähnt, ein konstanter Wert von 4 bar gewählt¹. Dieser Wert wird in Übereinstimmung mit den Bedingungen der Teststände der PTB gewählt. Lediglich der Austrittsdruck wird variiert, um dadurch unterschiedliche Druckdifferenzen zu erhalten. Weiterhin wird, soweit nicht anders erwähnt, für alle Simulationen die gleiche Fluidqualität in Form der Keimdichte und des Keimradius vorgegeben sowie die entsprechenden Fluidparameter für eine Temperatur von 25 °C gewählt. In Tabelle 4.1 sind die Standardwerte für die Anfangs- bzw. Randbedingungen der Simulationen aufgelistet.

Für eine geometrische Ähnlichkeit wird für alle Geometrien ein Halsdurchmesser von 11.2 mm gewählt. Dieser relativ große Durchmesser wird aufgrund der leichteren Zugänglichkeit bei späteren Experimenten ausgesucht.

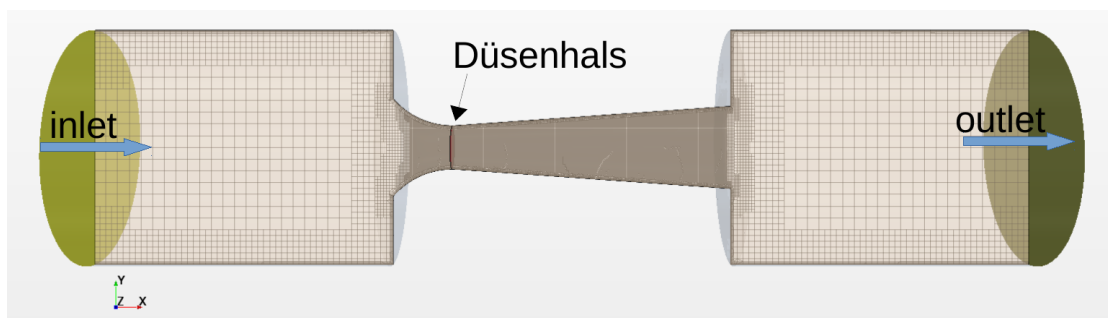


ABBILDUNG 4.1: Feines Rechennetz am Beispiel der ISO 9300 Venturi-Düse.

Die numerischen Rechennetze werden mit dem CCM+ eigenen Netzgenerator erstellt. Dabei werden die Modelle „surface remesher“, „trimmed mesher“ sowie „prism layer mesher“ benutzt.

Der „surface remesher“ optimiert die Oberflächen der Geometrie für die anschließende

¹Falls nicht ausdrücklich anders erwähnt, sind alle Druckangaben stets Absolutdrücke.

Vernetzung des Volumens. Diese wird vom „trimmed mesher“ durchgeführt, der hauptsächlich strukturierte, hexaedrische Zellen generiert, sofern möglich. Sinkt die Zellqualität, zum Beispiel bei Rundungen oder ähnlichem ab, wechselt der „trimmed mesher“ in diesen Bereichen auf polyedrische Zellen. Dieses Vernetzungsmodell soll laut dem Support von CD-adapco bei Mehrphasenströmungen den rein unstrukturierten Modellen überlegen sein. Die wandnahe Grenzschicht wird mit Hilfe des „prism layer mesher“ aufgelöst. Dieser generiert entlang der Wände Schichten aus orthogonalen, prismatischen Zellen. Weiterhin wird im Hals- bzw. Kavitationsbereich stets eine lokale Netzverfeinerung vorgenommen, um die Zweiphasengrenzfläche angemessen aufzulösen. Neben der Düse an sich wird aus Gründen der numerischen Stabilität, aber auch zur Minimierung von Inlet- und Outlet-Einflüssen auf die Kavitation im Düsenhals, ein Rohrstück vor als auch hinter der Düse hinzugefügt. Dieses hat stets eine Länge von 6.8 mal dem Halsdurchmesser. Das numerische Rechennetz ist in Abb. 4.1 beispielhaft für das feine Netz dargestellt, ebenso die Eintritts- und Austrittsebene.

4.2 Allgemeine Beschreibung der kavitierenden Düsenströmung am Beispiel der ISO 9300 Venturi-Düse

In diesem Kapitel soll dem Leser zum besseren Verständnis zunächst eine kurze allgemeine Beschreibung der kavitierenden Düsenströmung gegeben werden. Daran schließt sich eine detaillierte Beschreibung zweier wichtiger Phänomene an, der Schichtkavitation und des „Re-entrant Jets“. In den drauf folgenden Kapiteln folgen dann die detaillierten numerischen Untersuchungen.

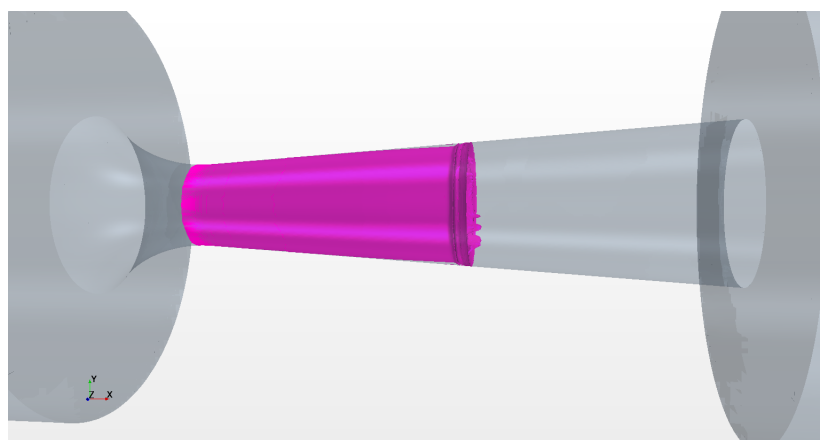


ABBILDUNG 4.2: Darstellung der Kavitationswolke durch mehrere Iso-Flächen mit unterschiedlichem Dampfvolumenteil α_v am Beispiel der ISO 9300 Venturi-Düse für $p_2/P_{01} = 0.5$.

In Abb. 4.2 ist anhand mehrerer Iso-Flächen des Dampfvolumentails α_v zunächst ein typisches Erscheinungsbild der Kavitationsblase am Beispiel der ISO 9300 Venturi-Düse

für eine Druckdifferenz von $p_2/P_{01} = 0.5$ gezeigt. Wie bei kavitierenden Düsenströmungen üblich, entwickelt sich eine Schichtkavitation entlang der Düsenwand, beginnend am Düsenhals. Diese erstreckt sich mit zunehmender Druckdifferenz immer weiter in den Diffusorbereich oder sogar darüber hinaus. Deren globales zeitliches Verhalten kann sowohl stationär als auch instationär ausgeprägt sein. In jedem Fall ist das Ende der Kavitationsblase durch das unregelmäßige Abreißen einzelner Blasen durch eine hohe Instationarität und Dreidimensionalität geprägt, die dadurch den Turbulenzgrad stark ansteigen lässt. Dieses Verhalten wird maßgeblich durch den sogenannten „Re-entrant Jet“ beeinflusst. Dieser entsteht hinter der Kavitationsblase und strömt, getrieben durch den großen Druckunterschied zwischen Dampf- und Flüssigkeitsströmung, entgegengesetzt der Hauptströmungsrichtung, unterhalb der Kavitationsblase, entlang der Düsenwand, gut zu sehen anhand der Vektordarstellung der Geschwindigkeit in Abb. 4.3.

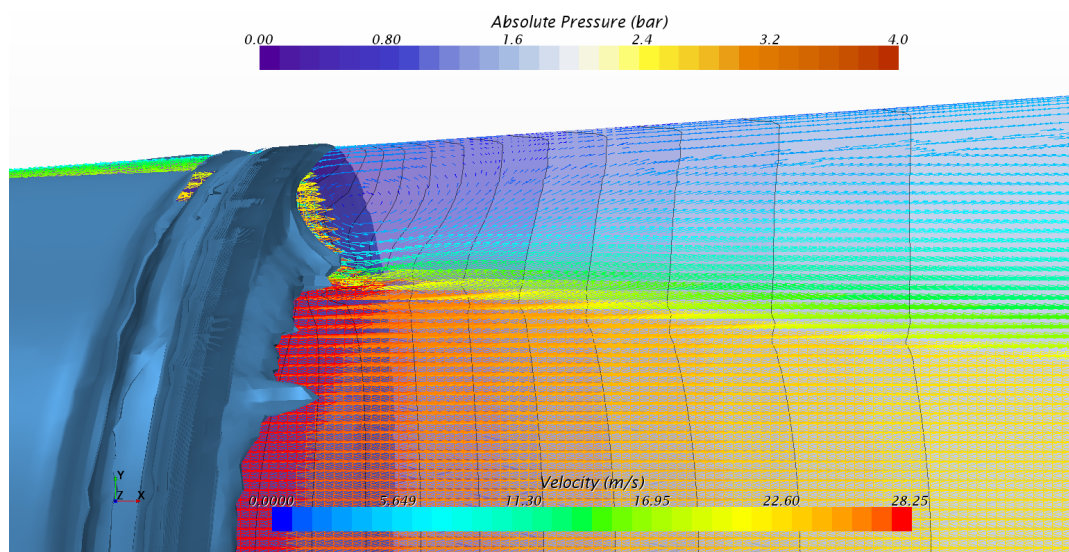


ABBILDUNG 4.3: ISO 9300 Venturi-Düse: momentane Darstellung der Isolinien des Absolutdruckes, der Geschwindigkeitsvektoren sowie der Kavitationswolke; $p_2/P_{01} = 0.5$, Nahaufnahme des Kavitationswolkenendes.

In Abb. 4.4 ist erneut die kavitierende Strömung in der ISO-Düse für die Druckdifferenz von $p_2/P_{01} = 0.5$ dargestellt. Hierbei ist zusätzlich zur Kavitationswolke das Druck- und Geschwindigkeitsfeld auf einem 2D-Schnitt durch die Symmetrieachse gezeigt. Man erkennt den typischen Verlauf einer Düsenströmung. Von links kommend wird die Strömung zunächst im Düsenbereich, durch die Verringerung des Strömungsquerschnittes, beschleunigt, wodurch sich wiederum nach BERNOULLI der Druck verringert. Im Düsenhals sinkt durch die starke Beschleunigung der Druck bis auf den Dampfdruck von etwa 2300 Pa ab, wodurch die Kavitation einsetzt. Die Kavitationsblase erstreckt sich bei dieser Druckdifferenz bis etwa zur halben Diffusorlänge. Begünstigt durch den geringen Diffusorwinkel von 4° bleibt die Strömung mitsamt Kavitationswolke im Diffusor angelegt. Erst am Ende der Kavitationsblase, zu sehen in Abb. 4.3, wird diese von der

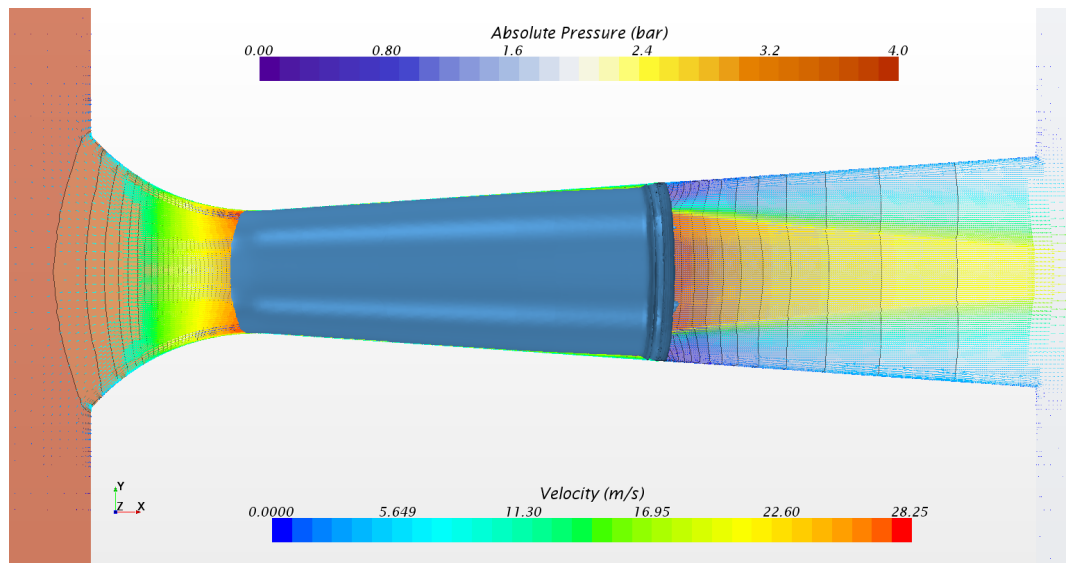


ABBILDUNG 4.4: ISO 9300 Venturi-Düse: momentane Darstellung der Isolinen des Absolutdruckes, der Geschwindigkeitsvektoren sowie der Kavitationswolke; $p_2/P_{01} = 0.5$.

nicht-kavitierenden Kernströmung umströmt. Dadurch wird die Strömung zunächst Richtung Düsenwand umgelenkt und prallt gegen diese, wobei sich ein lokaler Staupunkt an der Düsenwand bildet, an dem sich die Strömung in zwei Richtungen aufteilt. Der eine Teil strömt, getrieben durch die Impulserhaltung, zwischen Wand und Kavitationswolke, entgegengesetzt der Hauptströmungsrichtung auf den Anfang der Kavitationswolke zu, der sogenannte „Re-entrant Jet“ [57]. Je nach dem wie stark der „Re-entrant Jet“ ausgebildet ist, kann dieser große Teile der Kavitationswolke unterspülen und ablösen, wodurch ein periodisches Verhalten erzeugt wird. Es kann sich aber auch ein Gleichgewicht zwischen Kavitationswolke und „Re-entrant Jet“ einstellen und es entwickelt sich eine, global gesehen, stationäre Kavitationswolke, die lediglich im Endbereich Fluktuationen durch das stetige Abbrechen kleinerer Blasen unterliegt.

4.2.1 Schichtkavitation und „Re-entrant Jet“

Da sich in der kavitierenden Düsenströmung hauptsächlich die Schichtkavitation ausbildet, soll diese, zusammen mit dem „Re-entrant Jet“, hier etwas genauer erläutert werden.

Nach experimentellen Untersuchungen von STUTZ und REBOUD kann die Schichtkavitation in 6 charakteristische Bereiche unterteilt werden, zu sehen in Abb. 4.5 [137]:

- 1: Die Vorderseite der Kavitationsblase ist durch eine fein verteilte, disperse Zweiphasenströmung charakterisiert, in der das Blasenwachstum durch thermische und mechanische Wechselwirkungen limitiert ist.

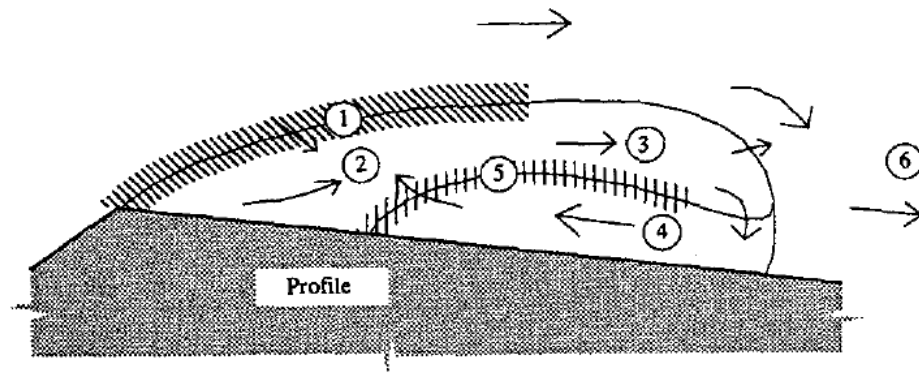


ABBILDUNG 4.5: Schema der Zweiphasenströmung in der Schichtkavitation nach STUTZ und REBOUD [137].

- 2: Bereich 2 ist mit einem Dampfvolumenteil von im Schnitt 80% hauptsächlich mit Dampf gefüllt. Innerhalb der Kavitationsblase ist der Dampfanteil jedoch stark inhomogen und variiert zwischen Werten von 80% und mehr zu Werten von 10% am Ende der Kavitationsblase.
- 3: Der homogene Dampfstrom aus Bereich 2 bricht durch Kondensation und dynamische Strömungsprozesse langsam auf und entwickelt sich zu einer Blasenkavitation. Diese teilt sich am Ende der Kavitationsblase auf, ein Teil wird von der nicht-kavitierenden Strömung wegtransportiert, der andere Teil ändert seine Strömungsrichtung und geht in Bereich 4 über.
- 4: Bereich 4 ist durch eine Rückströmung charakterisiert und wird auch als „Re-entrant Jet“ bezeichnet. Dieser unterspült die eigentliche Schichtkavitation und kann dafür sorgen, dass sich ein Teil, oder sogar die gesamte Kavitationsblase, ablöst und anschließend von der Hauptströmung wegtransportiert wird. Während die abgelöste Blasenstruktur wegtransportiert wird beginnt bereits die Bildung einer neuen Kavitationsblase, so dass sich ein periodisches Verhalten einstellt. Wichtig zu erwähnen ist hierbei, dass die Rückströmung nur bei kavitierender Strömung auftritt, nicht jedoch unter nicht-kavitierenden Bedingungen.
- 5: Die Scherströmung in Bereich 5 ist wiederum durch einen hohen Dampfanteil gekennzeichnet. Dies liegt möglicherweise an zusätzlichen turbulenten Fluktuationen durch die Interaktion der Bereiche 2, 3 und 4, die zu einem zusätzlichen lokalen Druckminimum führen können.
- 6: Der Nachlauf der Kavitationsblase entspricht abermals einer fein verteilten, dispersen Zweiphasenströmung, die oftmals als Wolkenkavitation charakterisiert wird [57]. In diesem Bereich befindet sich der Druck jedoch wieder oberhalb des Dampfdruckes, so dass die Dampfblasen nach und nach implodieren, während sie von der Hauptströmung wegtransportiert werden.

Gerade die unter Punkt 4 zusammengefassten Beobachtungen weisen darauf hin, dass Kavitationsphänomene numerisch lediglich mit den vollen, reibungsbehafteten NAVIER-STOKES-Gleichungen korrekt erfasst werden können, nicht jedoch mit den reibungslosen EULER-Gleichungen. Dies wird auch durch Untersuchungen von YUAN ET AL. bestätigt [55]. Experimentelle Untersuchungen bezüglich des Re-entrant Jets erweisen sich als äußerst schwierig. Mehrere Studien haben jedoch nachgewiesen, dass die Jet-Geschwindigkeit in etwa dem Betrag der nicht-kavitierenden Kernströmung entspricht [57]. Interessant sind außerdem die Angaben bezüglich des Dampfolumens, das im Maximum bei 80% liegt. Untersuchungen von COUTIER-DELGOSHA ET AL. an einem Hydrofoil mittels Röntgenstrahlen und endoskopisch in die Kavitationsblase eingeführten Kameras bestätigen diese Ergebnisse [59].

Bis vor kurzem ging man bei der Schichtkavitation davon aus, dass diese komplett bis zur Wand reicht und zyklisch durch den „Re-entrant Jet“ von Flüssigkeit unterspült wird. Neuere Untersuchungen von STANLEY ET AL. legen jedoch ein wesentlich komplexeres Verhalten nahe [57]. Sie untersuchten den „Re-entrant Jet“ in zylindrischen Blenden mittels Hochgeschwindigkeitskameras und haben herausgefunden, dass die Schichtkavitation stets von einem dünnen Flüssigkeitsfilm unterspült ist. Die Dicke des Flüssigkeitsfilms hängt von der stark chaotischen internen Blasenstruktur ab. Durch den bereits beschriebenen Mechanismus des „Re-entrant Jets“ wird zyklisch zusätzliche Flüssigkeit in den Flüssigkeitsfilm „gepumpt“. Als weiterer Mechanismus, der für eine zusätzliche Anreicherung des Flüssigkeitsfilms sorgt werden mittlerweile Druckpulsationen der implodierenden Kavitationsblasen ausgemacht [138, 139]. Zusammen ergibt dies wellenförmige Bewegungen innerhalb des Flüssigkeitsfilmes, die wiederum für das Destabilisieren und Aufbrechen der Kavitationsblase verantwortlich sind [57].

In Abb. 4.6 ist das von STANLEY ET AL. postulierte Schema der periodischen Schichtkavitation für einen Zyklus skizziert. Zum Zeitpunkt $t/T = 0$ hat die Kavitationsblase (A) die maximale Länge erreicht. Hinter der Kavitationsblase ist noch ein Rest der abgetrennten Blasen aus dem vorherigen Zyklus zu sehen (B), die durch die Überlagerung mit der Hauptströmung eine Wirbelstruktur bilden. Durch das Wiederanlegen der Strömung und dem damit verbundenen Überdruck im Staupunkt sowie den Druckpulsationen der implodierenden Blasen bildet sich der „Re-entrant Jet“ aus (C). Diese Druckstöße wandern innerhalb des Fluidfilms stromaufwärts und sind dort als Deformationen der Unterseite der Kavitationsblase zu erkennen (markierter Bereich bei $t/T = 1/6$). Die Deformation wandert als wellenförmige Bewegung weiter bis zum fixierten Anfang der Kavitationsblase und sorgt dafür, dass diese ablöst, woraufhin augenblicklich die Formation einer neuen Blase beginnt ($t/T = 1/3$). Der nun abgelöste Bereich bildet dann die neue Blasenwolke (B), die mit der Strömung wegtransportiert wird und zu kollabieren beginnt, während

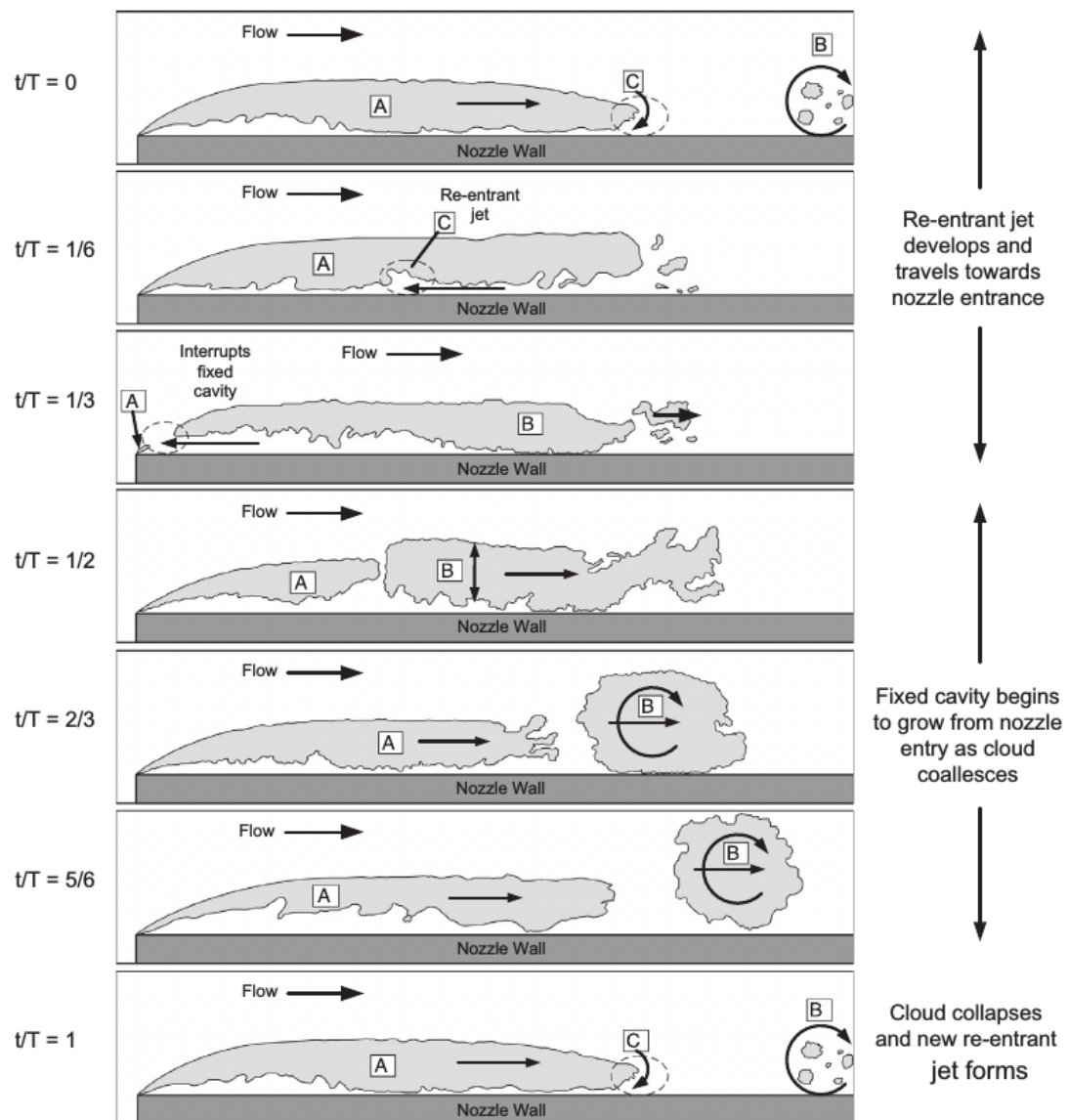


ABBILDUNG 4.6: Schema der Zweiphasenströmung in der Schichtkavitation nach STANLEY ET AL. [57]

die neue Schichtkavitation (A) sich weiter ausbildet ($t/T = 1/2$). Durch die entgegengesetzte Richtung des „Re-entrant Jets“ und der Hauptströmung wird die Blasenwolke mit einer zusätzlichen Drehbewegung überlagert ($t/T = 2/3 - 5/6$). Mit dem fortschreitenden Wachstum der neuen Kavitationsblase (A) beginnt der Zyklus dann von vorne ($t/T = 1$). [57]

Die Geschwindigkeit, mit der sich die Deformationen wellenförmig stromaufwärts bewegen wurden von STANLEY ET AL. ebenfalls als in der Größenordnung der mittleren Düsengeschwindigkeit ermittelt. Allerdings nahm das Verhältnis aus „Re-entrant Jet“-Geschwindigkeit zu mittlerer Düsengeschwindigkeit linear mit sinkender Kavitationszahl

ab. Ab einer Kavitationszahl $\sigma_p < 1.8$ konnte kein periodisches Verhalten mehr beobachtet werden. Hier betrug die „Re-entrant Jet“-Geschwindigkeit bereits nur noch die Hälfte der mittleren Düsendeschwindigkeit und ist damit zu schwach um die gesamte Kavitationsblase zu unterspülen und damit abzulösen. [57]

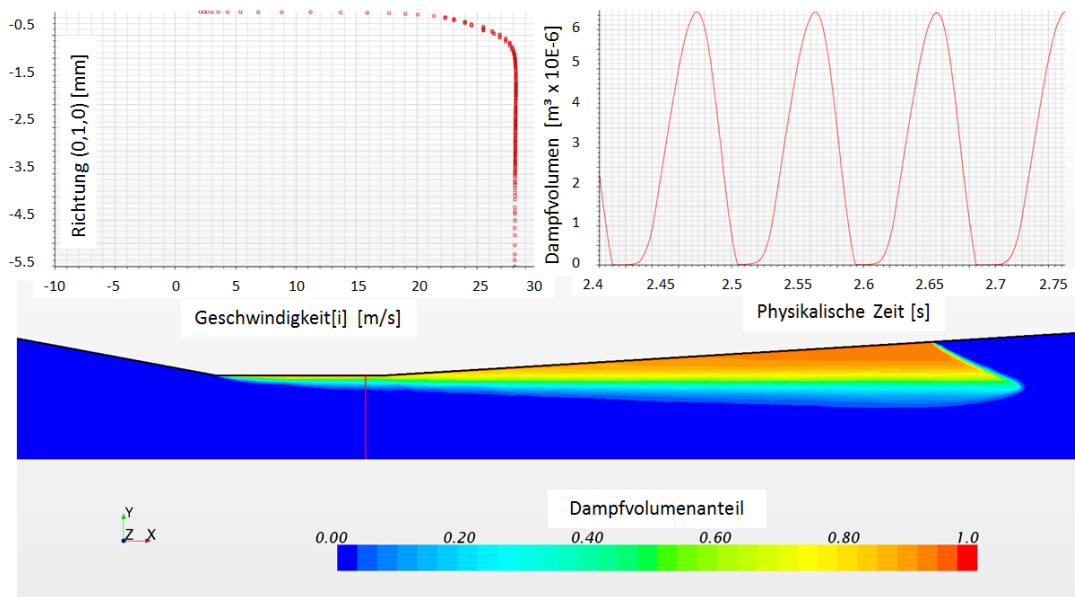


ABBILDUNG 4.7: Numerisch ermittelte Schichtkavitation am Bsp. des Herschel-Rohres, Darstellung auf der Schnittebene durch die Rotationsachse; $p_2/P_{01} = 0.7$; $t/T = 0$

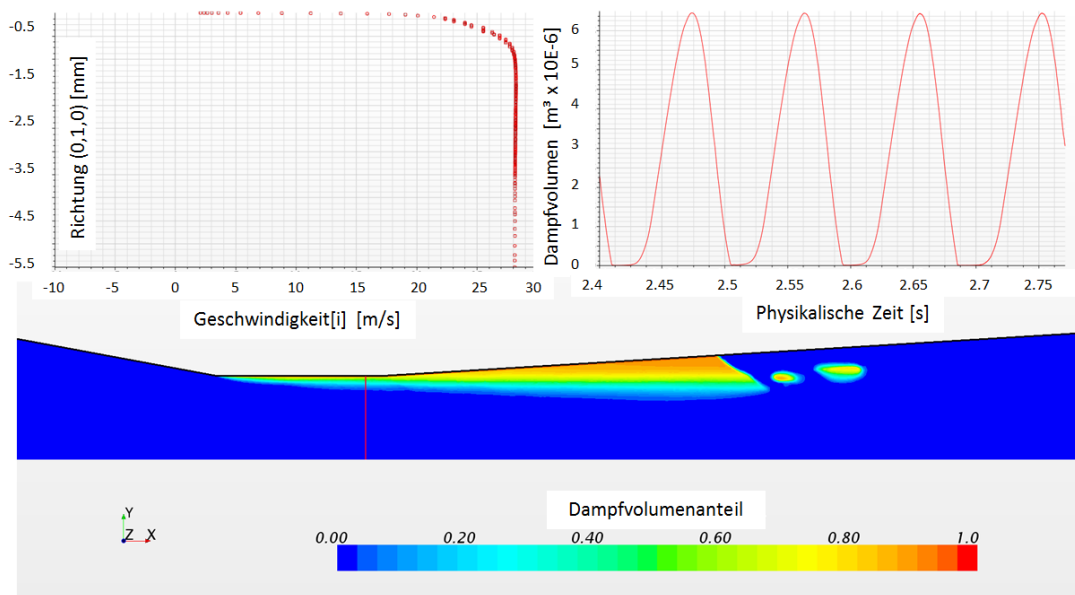


ABBILDUNG 4.8: Numerisch ermittelte Schichtkavitation am Bsp. des Herschel-Rohres; $p_2/P_{01} = 0.7$; $t/T \approx 1/4$

In den Abbildungen 4.7-4.10 ist beispielhaft ein Kavitationszyklus dargestellt. Dieser starten in Abb. 4.7 mit einer maximalen Kavitationsblasenlänge, die im folgenden durch die Interaktion mit dem „Re-entrant Jet“ abnimmt und schließlich von neuem anwächst.

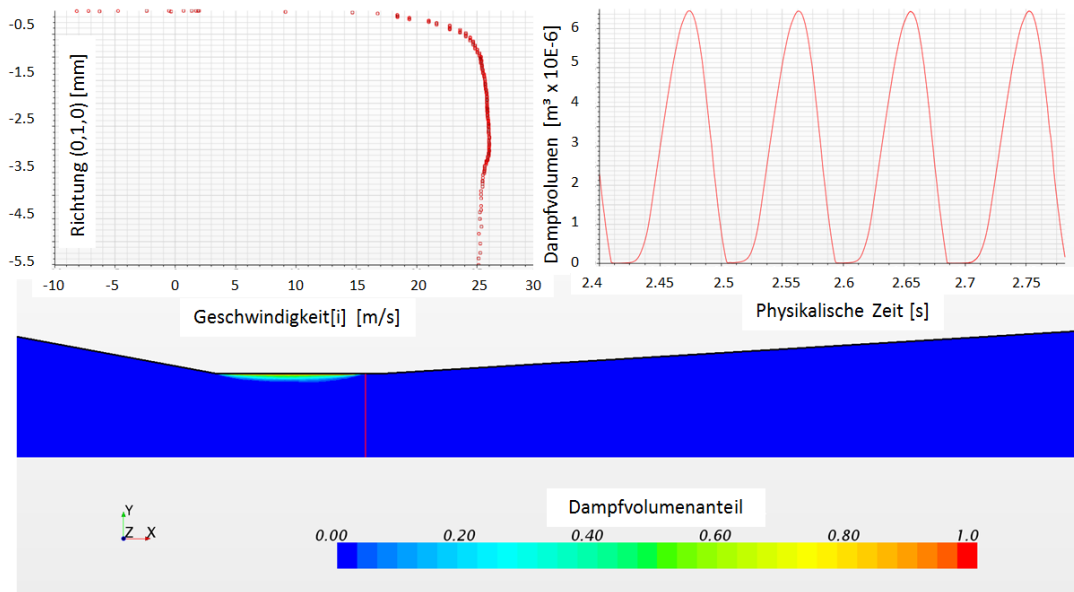


ABBILDUNG 4.9: Numerisch ermittelte Schichtkavitation am Bsp. des Herschel-Rohres;
 $p_2/P_{01} = 0.7$; $t/T \approx 1/2$

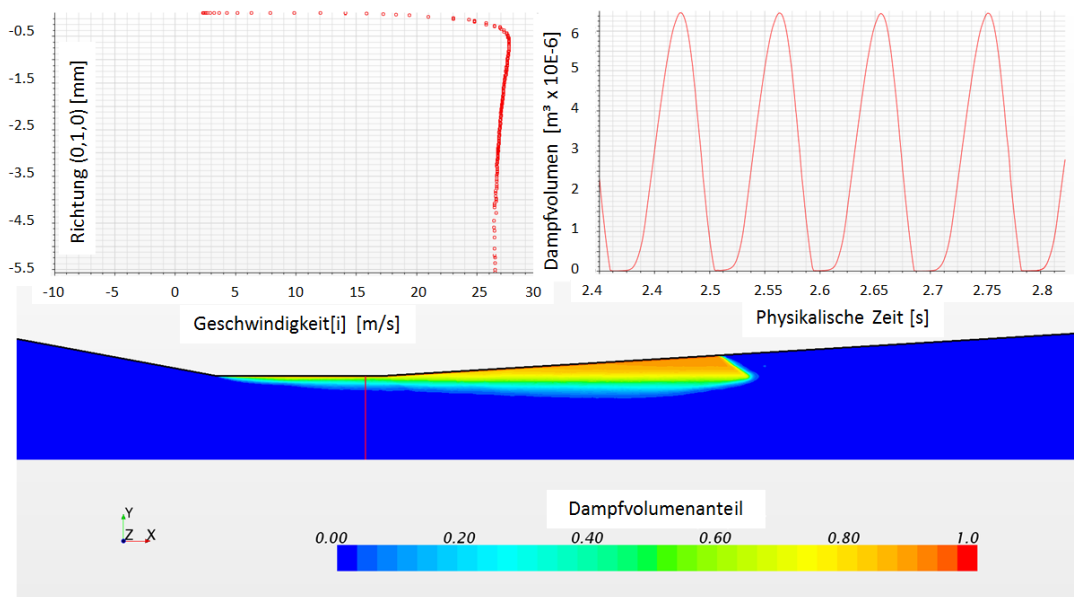


ABBILDUNG 4.10: Numerisch ermittelte Schichtkavitation am Bsp. des Herschel-Rohres;
 $p_2/P_{01} = 0.7$; $t/T \approx 3/4$

Die Abbildungen entstammen einer zweidimensionalen Simulation, mit der weiteren Vereinfachung der Symmetriebedingung entlang der Düsenachse. Die Geometrie ist in diesem Fall das Herschel Venturi-Rohr in der Standardkonfiguration, bei einem Druckverhältnis von $p_2/P_{01} = 0.7$.

Links oben ist jeweils das momentane Geschwindigkeitsprofil von der Düsenwand bis zur Düsenachse, entlang der roten Linie am Ende des Düsenhalses (zu sehen in der Skalarszene), gezeigt. Auf der Ordinate ist der Wandabstand in mm , auf der Abszisse die Geschwindigkeitskomponente in x -Richtung in m/s aufgetragen. In dem Diagramm

rechts oben ist der zeitliche Verlauf des Dampfvolumenanteils aufgetragen. In der unteren Skalarszene ist der momentane Dampfvolumenanteil gezeigt.

In Abb. 4.7 erkennt man ein streng periodisches Verhalten der Schichtkavitation, wobei sich die Kavitationsblase mit 10.4 Hz auf- und abbaut. Das Geschwindigkeitsprofil am Ende des Düsenhalses ist voll ausgebildet und weist außerhalb der Kavitationsblase eine relativ konstante Geschwindigkeit auf. Die Kavitationsblase hat ihre maximale Länge erreicht und wird nun durch den „Re-entrant Jet“ wieder zurück gedrängt. Dabei wird das Dampfvolumen zum Beispiel in Form von Bläschen oder Blasenwolken von der Hauptblase abgetrennt, wie in der Skalarszene in Abb. 4.8 zu sehen. Trotz der Verkleinerung der Kavitationsblase bleibt das Geschwindigkeitsprofil aber unverändert. Dies ändert sich erst, wenn der Re-entrant Jet die Auswertungsebene passiert. Im Geschwindigkeitsprofil in Abb. 4.9 ist jetzt deutlich die negative Geschwindigkeit in Wandnähe zu sehen sowie ein generell gestörtes Geschwindigkeitsprofil. Im weiteren Verlauf wird das gesamte Dampfvolumen durch den Re-entrant Jet zurück gedrängt und beginnt sich anschließend wieder erneut zu bilden, wie in Abb. 4.10 zu sehen. Hiernach beginnt der Zyklus von vorne.

Ob sich eine stationäre oder periodisch schwankende Schichtkavitation einstellt hängt weitestgehend von der Geometrie, der Kavitationszahl und der REYNOLDS-Zahl ab [136]. So gibt es z.B. für unterschiedliche Flügelprofile Messungen bezüglich des Kavitationsverhaltens in Abhängigkeit vom Anstellwinkel und der Kavitationszahl [140–142]. Für das NACA 16012 Profil ist dies beispielhaft in Abb. 4.11 für eine REYNOLDS-Zahl von $1 \cdot 10^6$ gezeigt. Wie in Kapitel 2.1.2.2 bereits erläutert, kann sich das Kavitationsverhalten mit einer Variation der REYNOLDS-Zahl stark verändern, wodurch sich wiederum das in Abb. 4.11 gezeigte Diagramm ändert. Für Venturi-Düsen oder Herschel-Rohre ist dem Autor keine solch umfassende Untersuchung bekannt, vermutlich weil diese die Produktion einer Vielzahl von Düsenkonfigurationen zur Folge hat. Es gibt jedoch vereinzelte Untersuchungen zu teilweise konvergenten-divergenten Kanalgeometrien, die ebenfalls eine starke Abhängigkeit des Kavitationsverhaltens von der Geometrie, der Kavitationszahl und der REYNOLDS-Zahl aufweisen [56, 143]. So zeigen die Untersuchungen von KEIL ET AL., dass es in Abhängigkeit der REYNOLDS-Zahl eine Transition zwischen der stationären Schichtkavitation und der instationären Schicht-/Wolkenkavitation gibt. Diese Transition zeigt sich in einem starken Abfall der STROUHAL-Zahl, die definiert ist als:

$$Sr = \frac{f L_{ref}}{v_{ref}} \quad (4.1)$$

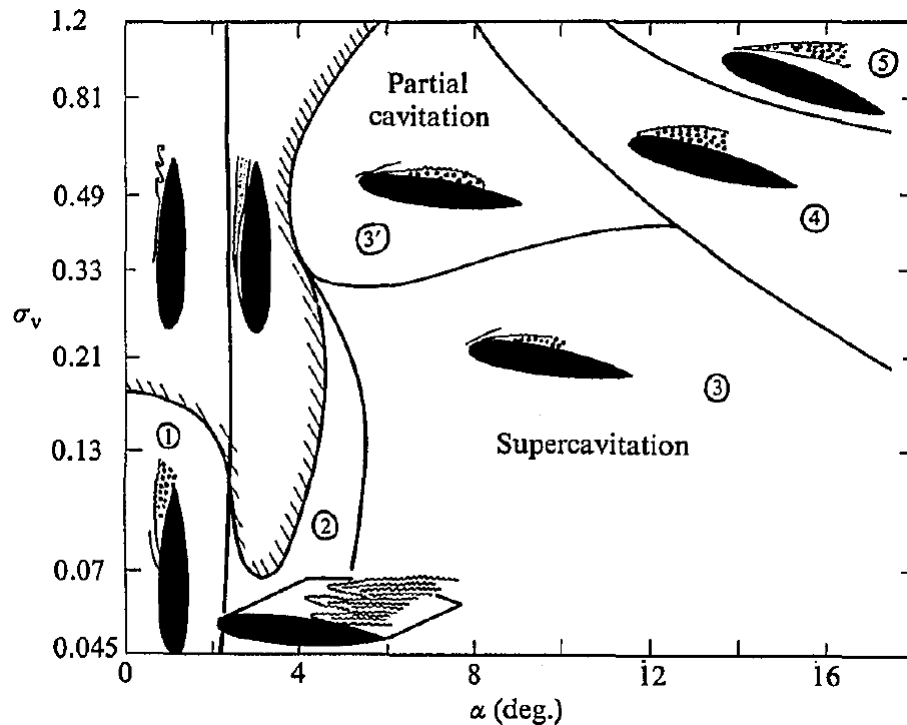
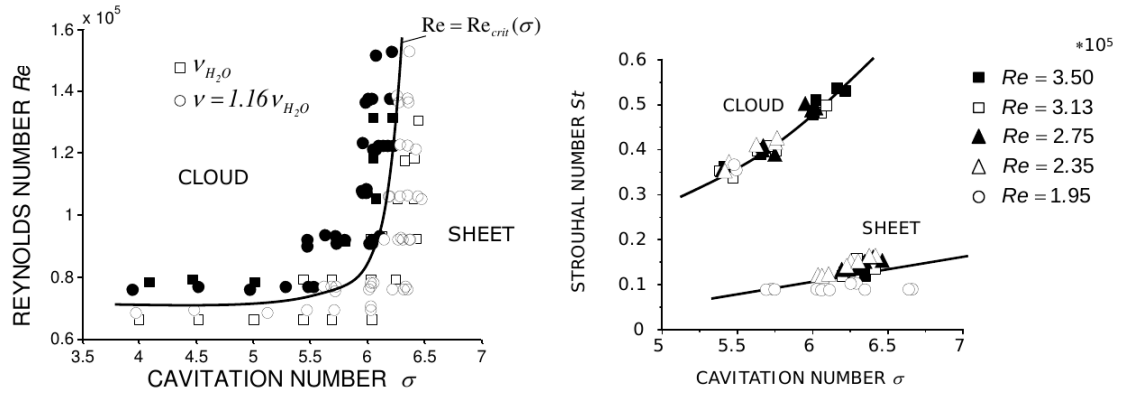


ABBILDUNG 4.11: Experimentell ermitteltes Kavitationsverhalten eines NACA 16012 Profiles, für $Re = 1 \cdot 10^6$ [140]

Wie auch bei der Kavitationszahl gibt es unterschiedliche Ansätze für die Wahl der Referenzgrößen. Als Referenzlänge wird bei Kavitation üblicherweise die Länge der Kavitationsblase genommen, entweder die mittlere Länge, oder die Maximallänge. Als Referenzgeschwindigkeit wird entweder die Anströmgeschwindigkeit oder bei Düsenströmungen die Düsenhalsgeschwindigkeit verwendet. In dieser Arbeit sollen stets die Maximallänge der Kavitationsblase sowie die Düsenhalsgeschwindigkeit als Referenzwerte genommen werden. Darauf basierend können die Sr -Zahlen für Düsenkonfigurationen zwischen etwa 0.05 und 0.4 variieren [56, 64, 144].

Die Transition trennt den Sr -Zahl-Bereich von 0.2-0.4, in dem die instationäre Schichtkavitation mit einer klar periodischen Abtrennung von Kavitationswolken zu erkennen ist („cloud cavitation“) und den Sr -Zahl-Bereich von 0.05-0.15, in dem eine stabile Schichtkavitation mit kleinen Fluktuationen im Endbereich der Kavitationsblase vorherrscht („sheet cavitation“) [56]. Die tatsächliche REYNOLDS-Zahl, bei der diese Transition einsetzt, ist stark von der Geometrie abhängig [143]. KEIL ET AL. postulieren jedoch einen Mechanismus, von dem die kritische Re -Zahl abhängig zu sein scheint. Sie machen hierfür das Verhältnis aus Strömungs-/Wachstumsgeschwindigkeit der Kavitationsblase V_{cav} zur entgegengesetzt gerichteten Geschwindigkeit des Re-entrant Jets V_{jet} aus, wobei die



(a) Experimentell ermittelte kritische REYNOLDS-Zahl, bei der die Transition von stationärer Schicht- zu instationärer Wolkenkavitation (oder umgekehrt) stattfindet. Ergebnisse für zwei unterschiedliche kinematische Viskositäten [136].

(b) Abhängigkeit der STROUHAL-Zahl von der Kavitationszahl [143].

ABBILDUNG 4.12: Untersuchungen zum Transitionsverhalten von stationärer Schicht- und instationärer Wolkenkavitation an einem konvergenten-divergenten Kanalprofil.

Bereiche wie folgt unterteilt sind [136]:

$$\begin{aligned}
 \text{stationäre Schichtkavitation} &= \frac{V_{jet}}{V_{cav}} < 1 \\
 \text{Transition} &= \frac{V_{jet}}{V_{cav}} = 1 \leftrightarrow Re = Re_{crit} \\
 \text{instationäre Wolkenkavitation} &= \frac{V_{jet}}{V_{cav}} > 1
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

Wenn die Geschwindigkeit des Re-entrant Jets kleiner ist als die Geschwindigkeit innerhalb der Kavitationsblase, entwickelt sich demnach eine stationäre Schichtkavitation, ohne periodisches Abspalten von größeren Kavitationswolken. Sind beide Geschwindigkeiten gleich, markiert dies die kritische Re -Zahl für die Transition. Ist das Geschwindigkeitsverhältnis größer 1, bedeutet dies, dass der Re-entrant Jet genug kinetische Energie hat, um größere Bereiche der Kavitationsblase abzuspalten.

Der Re-entrant Jet wird seit langem experimentell und numerisch erforscht, um seinen Einfluss auf das instationäre Verhalten der Kavitationsblase zu untersuchen [137]. Mittlerweile wurden jedoch noch weitere Mechanismen vorgeschlagen, die ein periodisches Auf- und Abbauen der Kavitationsblase beeinflussen könnten. So sollen, ähnlich wie bei der Kavitationserosion (s. Kapitel 2.1.3.1), die Druckwellen der implodierenden Blasen im Endbereich der Kavitationsblase einen großen Einfluss auf die Frequenz des Kavitationszyklus haben [100].

4.3 Vergleich: ISO 9300 Venturi-Düse - Herschel Venturi-Rohr

Für die ersten Untersuchungen bezüglich eines Unterschiedes zwischen der ISO 9300 Venturi-Düse (ISO-Düse) und dem Herschel Venturi-Rohr (Venturi-Rohr) wird zunächst eine Netzabhängigkeitsstudie durchgeführt. Bekanntermaßen hängt die numerische Genauigkeit der Zweiphasengrenzfläche stark von deren Auflösung ab. So geben einige Autoren eine minimale Auflösung von $9 \times 9 \times 9$ Zellen pro einzelner Kavitationsblase an [47]. Basierend auf dem initialen Keimradius von 0.001 mm würde die entsprechende Anzahl an Zellen jedoch die für diese Arbeit zur Verfügung stehende Rechenleistung bei Weitem übersteigen, zumal einzelne Blasen bei der verwendeten VOF-Methode gar nicht aufgelöst werden. Daher wird ein Kompromiss aus ausreichender Auflösung der Grenzfläche in Form von periodischen Schwankungen des Dampfolumens und globaler Abweichung des Massenstromes gesucht. Hierfür werden drei Netze mit unterschiedlichen Verfeinerungsgraden für die ISO-Düse generiert und für das Druckverhältnis von $p_2/P_{01} = 0.85$ ausgewertet. In Tabelle 4.2 sind die resultierenden Werte für die Anzahl der Volumenzellen, den zeitlich gemittelten Massenstrom, die Abweichung des Massenstromes jeweils in Bezug auf das obere Ergebnis sowie die Frequenz der eventuell vorhandenen, periodischen Schwankungen des Dampfolumens gezeigt. Für die Simulationen wird das Realizable $k-\epsilon$ Turbulenzmodell verwendet (siehe Kapitel 2.7). Dieses Turbulenzmodell ist weit verbreitet und erzielt auch bei Kavitation sehr gute Ergebnisse [38, 92, 142, 145, 146]. Weiterhin werden für diesen ersten Vergleich vollständige 3D Simulationen durchgeführt. Es wird also die gesamte Geometrie simuliert, ohne Ausnutzung von Symmetriebedingungen. Dadurch sollen neben dem Vergleich der beiden Düsengeometrien auch etwaige dreidimensionale Effekte in der kavitierenden Strömung auffindig gemacht werden, um deren Einfluss untersuchen zu können.

Netz	Zellen [Mio.]	Massenstrom [kg/s]	Abweichung [%]	Frequenz [Hz]
grob	0.86	2.5354	0	-
mittel	1.51	2.5391	0.146	55.13
fein	3.24	2.5408	0.067	56.0

TABELLE 4.2: Auswertung der Netzabhängigkeitsstudie an der ISO-Düse, $p_2/P_{01} = 0.85$.

Wie in Tabelle 4.2 zu sehen sind die Abweichungen zwischen den drei Netzen relativ gering, allerdings hat sich bei der Berechnung mit dem groben Netz eine weitestgehend stationäre Kavitationsblase ausgebildet, wohingegen beim mittleren und feinen Netz eine periodische Schwankung im Dampfolumen, mit annähernd gleicher Frequenz, zu beobachten ist. Diese periodische Schwankung des Dampfolumens, bzw. der Kavitationsblase

ist wohl bekannt und geht auf den sogenannten „Re-entrant Jet“ zurück. Wie im Laufe dieses Kapitels noch gezeigt wird, stimmt die ermittelte Frequenz gut mit experimentell ermittelten Werten überein. Um auf der sicheren Seite zu sein, werden für diesen ersten Vergleich die Parameter des feinen Netzes für die Netzgenerierung der ISO-Düse und des Venturi-Rohres übernommen. Das resultierende Netz für die ISO-Düse hat damit 3.24 Millionen Volumenzellen, das für das Herschel-Rohr 3.89 Millionen.

4.3.1 Vergleich Massenstrom: ISO 9300 Venturi-Düse - Herschel Venturi-Rohr

Eines der wichtigsten Kriterien für die kavitierenden Düsen ist die Generierung eines konstanten Durchflusses. Daher werden die beiden Düsengeometrien zunächst hinsichtlich dieses Kriteriums untersucht. Dafür werden beide Düsen mit dem in Kapitel 4.3 beschriebenen feinen Rechennetz für Druckdifferenzen von $p_2/P_{01} = 0.2 - 0.9$ simuliert. Die Ergebnisse für die ISO-Düse sowie das Herschel-Rohr sind in Abb. 4.13 zu sehen. Auf der Abszisse ist das Verhältnis aus statischem Druck am Outlet p_2 zu Totaldruck am Inlet P_{01} aufgetragen, wobei P_{01} konstant bei 4 bar gehalten wird. Aus Gründen der besseren Vergleichbarkeit ist auf der Ordinate der dimensionslose Massenstrom aufgetragen. Dieser wird erhalten, indem die jeweiligen Massenströme einer Düse auf den mittleren Massenstrom, erhalten durch das jeweilige arithmetische Mittel aller Massenströme einer Düse, bezogen wird. Der Massenstrom für die einzelnen Druckdifferenzen wird im engsten Querschnitt der Düsen ermittelt und anschließend über einen Zeitraum von mindestens 0.1 s gemittelt.

Beide Kurven haben auf den ersten Blick einen identischen Verlauf für Druckverhältnisse zwischen 0.2 und 0.8. Lediglich bei größeren Druckverhältnissen von $p_2/P_{01} = 0.85 - 0.9$ gibt es Unterschiede. Hier scheint der Massenstrom der ISO-Düse eher abzufallen, die Durchflussbegrenzung also eher einzubrechen, wohingegen beim Herschel-Rohr ein konstanter Massenstrom bis zu einem Druckverhältnis von 0.85 herrscht. Dieses Verhalten ist übereinstimmend mit den experimentellen Ergebnissen von NUMACHI [27]. Weiterhin stimmt der generelle Verlauf des Massenstroms auch mit neueren experimentellen Ergebnissen von GHASSEMI [35] und ABDULAZIZ [36] überein. Beide fanden experimentell konstante Massenströme für Druckverhältnisse kleiner 0.8.

Bei den größeren Druckverhältnissen von $p_2/P_{01} = 0.85 - 0.9$ reicht die Beschleunigung innerhalb des Düsenhalses nicht mehr aus, um den Druck nahe an oder unterhalb des kritischen Druckes für Kavitation zu bringen.

In Abb. 4.14 sind die Ergebnisse aus Abb. 4.13 auf einen Druckdifferenzbereich von $p_2/P_{01} = 0.2 - 0.8$ für die ISO-Düse, bzw. 0.2-0.85 für das Herschel-Rohr, begrenzt.

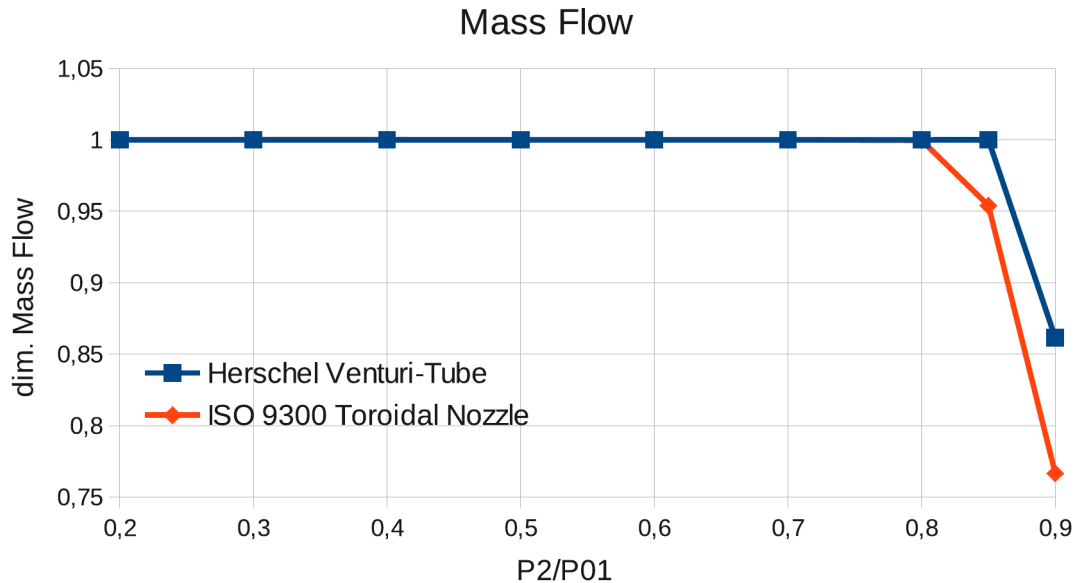


ABBILDUNG 4.13: Dimensionsloser Massenstrom vs. Druckverhältnis: Vergleich zwischen den numerischen Ergebnissen von ISO 9300 Venturi-Düse und Herschel Venturi-Rohr.

Durch das Vergrößern des Ausschnittes zeigt sich nun ein völlig unterschiedliches Verhalten des Massenstromes der beiden Geometrien. Ist der Massenstrom des Herschel-Rohres weiterhin sehr konstant, zeigen sich bei der ISO-Düse nun deutliche Schwankungen der einzelnen Massenströme. Zwar hat auch die ISO-Düse zwischen $p_2/P_{01} = 0.5 - 0.7$ einen sehr konstanten Massenstrom, mit einer Abweichung vom mittleren Massenstrom in diesem Bereich von lediglich 0.002%. Mittlerer Massenstrom bezeichnet hierbei jeweils das arithmetische Mittel der in Abb. 4.14 gezeigten Massenströme für die ISO-Düse und das Herschel-Rohr. Allerdings zeigt sich bei der ISO-Düse auch eine maximale positive Abweichung vom mittleren Massenstrom von 0.0166% bei einem Druckverhältnis von 0.4 sowie eine maximale negative Abweichung von 0.032% bei einem Druckverhältnis von 0.8. Damit ergibt sich insgesamt eine Schwankung von 0.048% der numerisch ermittelten Massenströme der ISO-Düse innerhalb des gezeigten Druckdifferenzbereiches. Für eine erste Geometrievariante sind die simulierten Abweichungen der ISO-Düse somit schon in einem recht tolerierbaren Bereich, jedoch ist ein hoch genaues Referenzmessgerät gesucht. Vergleicht man dies mit der Messunsicherheit von 0.02% des Hydrodynamischen Prüffeldes der PTB sieht man aber, dass die ISO-Düse in dieser Form noch zu hohen Schwankungen unterliegt. Anders verhält sich da das Herschel-Rohr.

Betrachtet man bei dem Herschel-Rohr nur die mittleren Massenströme für Druckdifferenzen von 0.2-0.8, so beträgt in diesem Bereich die maximale Abweichung vom mittleren Massenstrom lediglich 0.001%! Sprich, in den einzelnen Simulationen zwischen

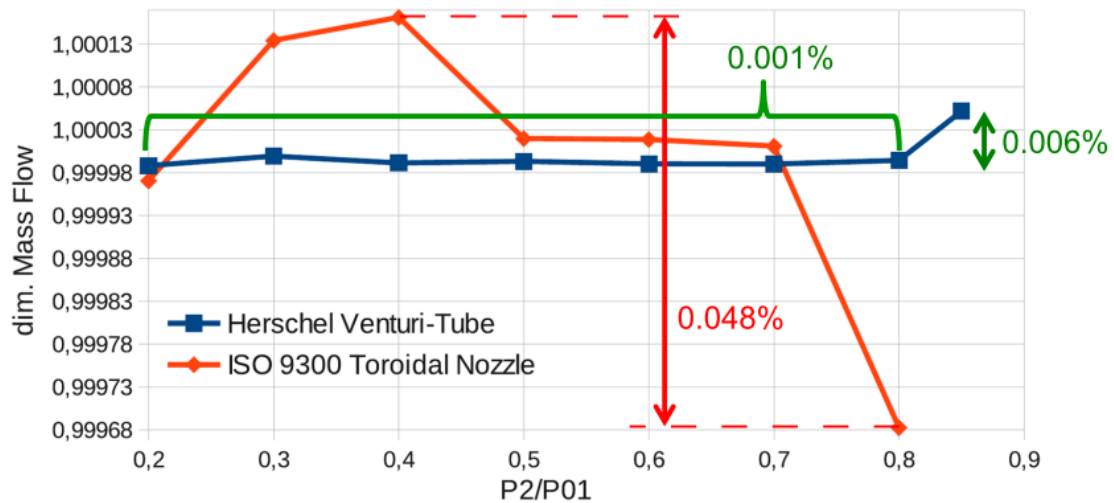


ABBILDUNG 4.14: dimensionsloser Massenstrom vs. Druckverhältnis: ISO 9300 Venturi-Düse - Herschel Venturi-Rohr, vergrößert $p_2/P_{01} = 0.2 - 0.85$

$p_2/P_{01} = 0.2 - 0.8$ ergaben sich stets hochgradig ähnliche zeitlich gemittelte Massenströme. Dadurch weichen die einzelnen Massenströme natürlich nur kaum vom arithmetischen Mittelwert der aus allen Massenströmen gebildet wird ab. Einzig für das Druckverhältnis 0.85 steigt die Abweichung auf 0.006%². Für dieses Druckverhältnis ist der Massenstrom gegenüber den anderen Druckdifferenzen leicht erhöht. Dabei entspricht die Standardabweichung des zeitlich gemittelten Massenstromes für dieses Druckverhältnis denen der anderen (siehe Abb. 4.27), der Massenstrom in diesem Betriebspunkt ist also ebenfalls sehr konstant, lediglich leicht erhöht. Da nach Gesprächen mit der PTB dieses Verhalten auch in Messungen beobachtet werden kann, soll hierauf in späteren Untersuchungen noch eingegangen werden³. Ein erster Einblick in das ungewöhnliche Verhalten bei dem Druckverhältnis 0.85 folgt in Kapitel 4.3.2.

Wie Abb. 4.14 zeigt, ist das Herschel-Rohr im Bezug auf eine Massenstromkonstanz der ISO-Düse klar überlegen und wird dementsprechend für alle weiteren Untersuchungen als Grundlage genommen.

Als ein Grund für die weite Streuung der gemittelten Massenströme der ISO-Düse wurde der Einfluss der Rundung, bzw. des tangentialen Überganges vom Düsen- zum Halsbereich ausgemacht. Dieser sorgt dafür, dass es keinen geometrisch fixierten Punkt gibt, ab dem die Kavitation beginnt („Cavitation Inception Point“ (CIP)). Wie Abb. 4.15 zeigt, hat dies zwei Nachteile zur Folge. Erstens kann ein „wandernder“ CIP dafür sorgen, dass der über den Umfang gemittelte CIP für unterschiedliche Druckdifferenzen, wie auch

²Die ermittelten prozentualen Abweichungen sind natürlich mit Vorsicht zu betrachten, da diese durchaus im Bereich der Rechengenauigkeit liegen. Nichtsdestotrotz verdeutlichen diese das stark unterschiedliche Verhalten beider Düsen.

³Persönliche Kommunikation des Autors mit Frau Dr.-Ing. Gudrun Wendt, Leiterin des Fachbereiches 1.5 Flüssigkeiten der PTB.

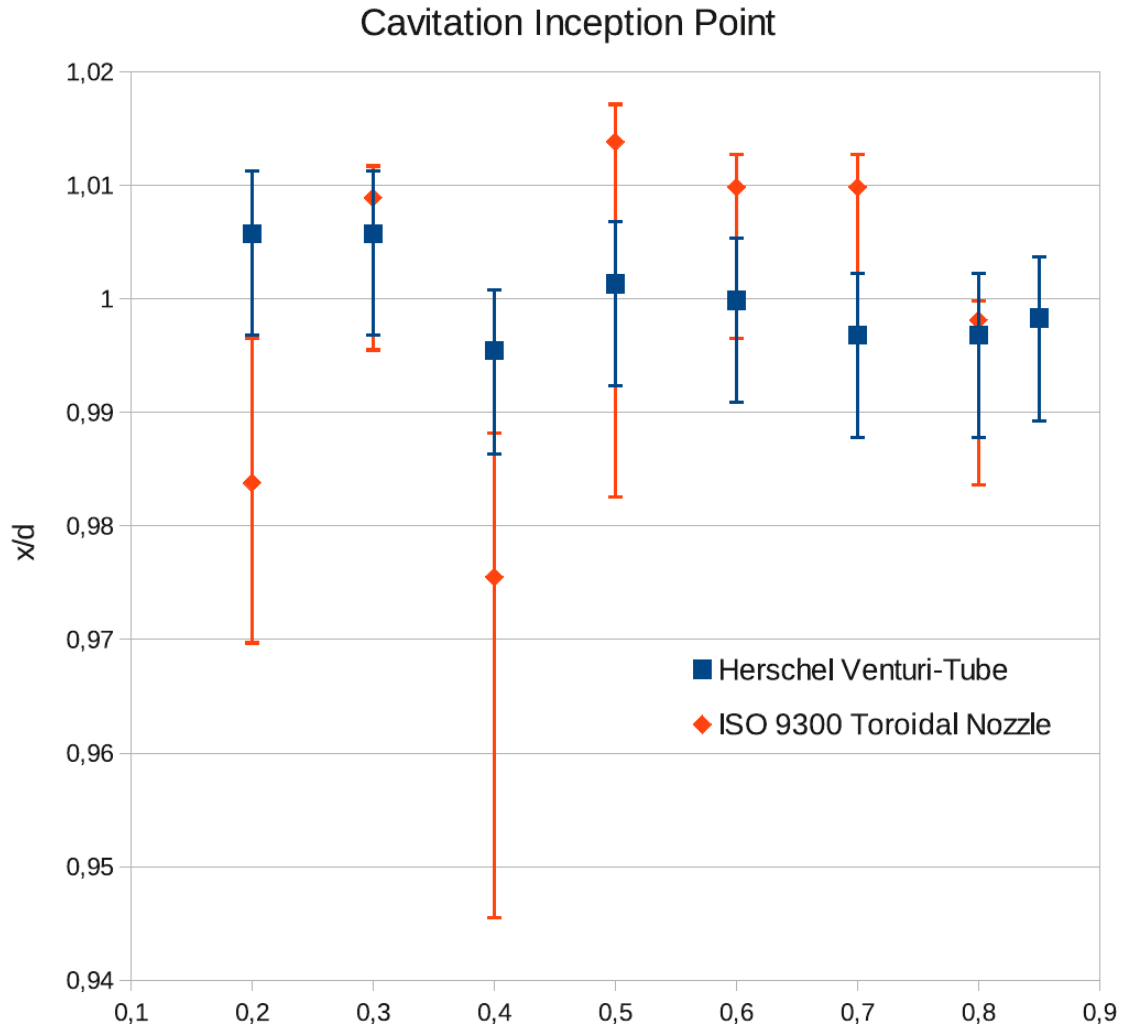


ABBILDUNG 4.15: Mittlerer Cavitation Inception Point für das Herschel-Rohr und die Venturi-Düse, in Abhängigkeit des Druckverhältnisses. CIP jeweils bezogen auf den Halsdurchmesser d . Die Fehlerbalken zeigen zusätzlich die maximale positive und negative Abweichung vom Mittelwert an.

für unterschiedliche Zeitpunkte, andere Positionen einnimmt. Zweitens kann ein geometrisch nicht fixierter CIP zur Folge haben, dass die Kavitation über dem Umfang nicht einheitlich einsetzt (siehe „Cavitation Inception“ in Abb. 4.16). Gerade der letzte Punkt kann noch zusätzlich verstärkt werden durch eine unsymmetrische Anströmung, wie sie praktisch immer durch unvermeidbare Vorstörungen vorkommt [147]. Außer es werden umfangreiche Maßnahmen in Form von Strömungsgleichrichtern, oder einer genügend langen Einlaufstrecke vor der Düse, unternommen.

In Abb. 4.15 ist der über den Umfang der Düse gemittelte CIP für Druckdifferenzen von $p_2/P_{01} = 0.2 - 0.85$ für die ISO-Düse sowie das Herschel-Rohr dargestellt. Der CIP wird durch die Auswertung des Dampfvolumentanteils α_v an der Düsenwand ermittelt. Zusätzlich zum über den Umfang gemittelten CIP sind auch die maximalen Abweichungen in Form der Fehlerbalken aufgetragen. Zur Erläuterung der Begriffe sei auf Abb. 4.16

verwiesen. Zur besseren Vergleichbarkeit ist auf der Ordinate die Position x des jeweiligen mittleren CIP entlang der Symmetrieachse der Düse entdimensioniert durch den Düsenhalsdurchmesser d dargestellt.

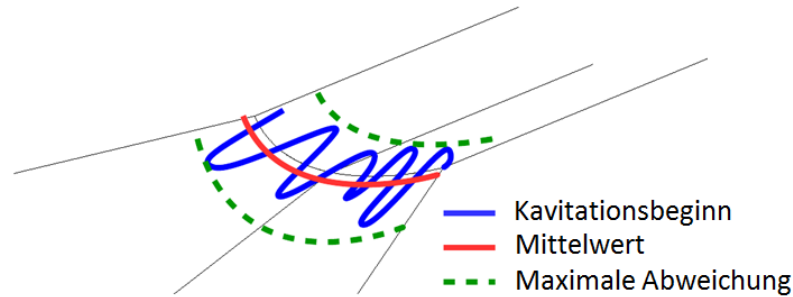


ABBILDUNG 4.16: Grafische Erläuterung zur Ermittlung des „Cavitation Inception Points“ (CIP)

Auffällig in Abb. 4.15 ist wiederum die weite Streuung des CIP der ISO-Düse bei unterschiedlichen Druckverhältnissen. Dabei variieren sowohl die Position des mittleren CIP, als auch die maximalen Abweichungen sehr stark. Im Gegensatz dazu ist die Position des mittleren CIP des Herschel-Rohres weitaus konstanter. Auch die Abweichungen vom mittleren CIP fallen beim Herschel-Rohr im Schnitt kleiner und homogener aus. Die dennoch vorhandenen Abweichungen beim Herschel-Rohr entstehen durch die kleine Rundung mit einem Radius von 2 mm am Übergang vom Düsen- zum Halsbereich. Dadurch ist die „Wanderung“ des CIP örtlich zwar stark begrenzt, aber eben nicht fixiert. Eine scharfe Kante am Übergang vom Düsen- zum Halsbereich sollte den CIP noch weiter fixieren und die Abweichungen minimieren. Allerdings haben numerische Untersuchungen von YUAN ET AL. gezeigt, dass eine scharfe Kante eine Strömungsablösung am Ende der Kavitationsblase induzieren und damit periodische Schwankungen verstärken kann [55]. Da die Untersuchungen an Einspritzdüsen gemacht wurden, die lediglich aus einem Düsen- und einem zylindrischen Halsbereich bestanden sollte dieser Effekt durch einen Diffusorbereich und den dadurch verstärkten positiven Druckgradienten in Selbigem, noch ausgeprägter sein. Daher ist ein scharfer Übergang vom Düsen- zum Halsbereich möglicherweise eher kontraproduktiv für die gewünschte zeitliche Konstanz des Durchflusses.

Der über dem Umfang ungleichmäßige CIP ist beispielhaft in Abb. 4.17 für die ISO-Düse bei einer Druckdifferenz von $p_2/P_{01} = 0.4$ gezeigt. Zu sehen sind momentane Isoflächen des Dampfvolumenanteils α_v von 0.01 - 0.9, beginnend im Halsbereich der Düse. Auf der linken Seite ist der Düsenbereich, auf der rechten der Diffusor zu sehen. Da die Strömungsrichtung dementsprechend von links nach rechts ist, zeigt der ungleichmäßige Beginn der blauen Isofläche den ungleichmäßigen örtlichen Beginn der Kavitation an, also den CIP.

Dieser ungleichmäßige Beginn der Kavitation zeigt eine gute Übereinstimmung mit den

Experimenten von ABDULAZIZ [36], der ebenfalls einen deutlich unsymmetrischen Kavitationsbeginn beobachten konnte. Dies wird auch durch eigene experimentelle Beobachtungen bestätigt, wie in Kapitel 5.2.3 noch gezeigt wird.

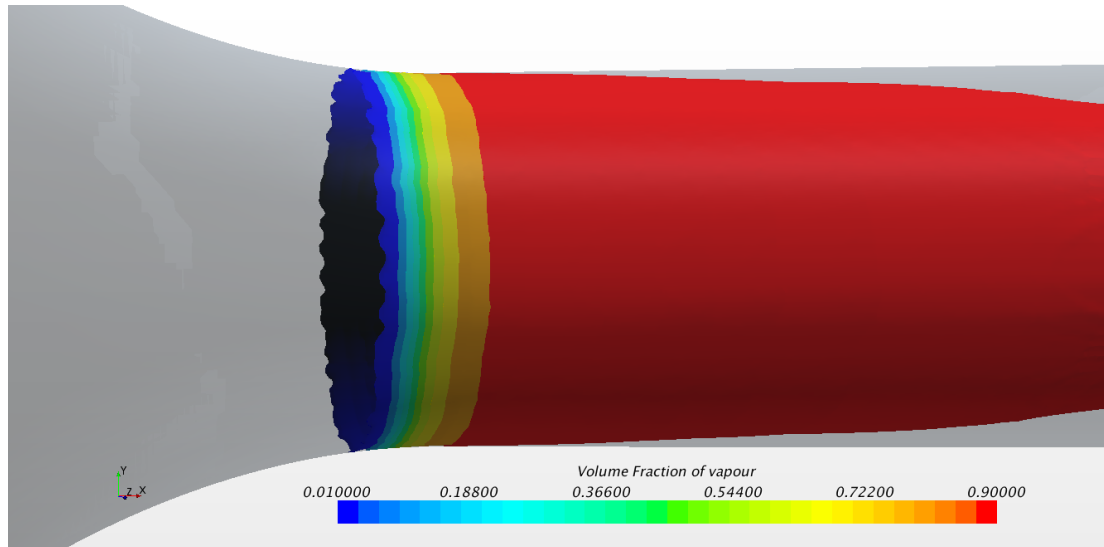


ABBILDUNG 4.17: ISO 9300 Venturi-Düse: Isoflächen des Dampfvolumenanteils α_v von 0.01 - 0.9 für $p_2/P_{01} = 0.4$

Wie anfangs erwähnt, weisen kavitierende Düsen eine große Analogie zu den aus der Durchflussmessung von Gasen bekannten kritisch durchströmten Venturi-Düsen auf. Bildet sich im Halsbereich der Düse eine Dampfblase von gewisser Länge aus, so wird der Massenstrom auf einen maximalen Wert begrenzt, ähnlich dem kritischen Zustand bei CFVN. Diese Massenstrombegrenzung ist fortan, in gewissen Grenzen die noch genauer definiert werden sollen, unabhängig von einer weiteren Vergrößerung bzw. Verkleinerung der Dampfblase. Der kritische Zustand der kavitierenden Düse bleibt so lange aufrecht, bis die Kavitationsblase verschwindet. Dies kann zum Beispiel zyklisch durch den Re-entrant Jet geschehen. Ist dieser stark genug ausgebildet, strömt er, entgegengesetzt der Hauptströmungsrichtung, entlang der Wand durch den Düsenhals. Dabei „unter-spült“ er die Kavitationsblase, wodurch sich ein Teil ablösen kann und anschließend von der Hauptströmung wegtransportiert wird. Dabei gelangt die abgelöste Dampfblase wieder in Bereiche höheren Druckes, wodurch sie schließlich implodiert. Erreicht der Jet schließlich den Düsenhalsanfang ist die Kavitationsblase vollständig abgelöst und der zuvor konstante Massenstrom bricht ein (siehe auch Kapitel 4.2.1). Nach einer gewissen Zeit stabilisiert sich die Strömung wieder, eine neue Kavitationsblase bildet sich aus und der Zyklus beginnt von vorne. Soweit die allgemeine Theorie.

Dies Verhalten lässt sich auch bei CFVN beobachten. Hier können sich bei bestimmten Druckverhältnissen Stöße durch den Düsenhals, entgegengesetzt der Hauptströmungsrichtung, bewegen. Erreichen sie den Halsanfang bricht auch bei den CFVN der Massenstrom ein und stabilisiert sich nach einiger Zeit wieder.

Weder für die ISO-Düse, noch für das Herschel-Rohr können bei dieser ersten Untersuchung Re-entrant Jets beobachtet werden, die stark genug sind, um durch den kompletten Düsenhals zu strömen. Allerdings entwickelt sich für beide Geometrien bei manchen Druckverhältnissen ein periodisches Verhalten des Dampfvolumenanteils. Der Einfluss dieser periodischen Vergrößerung und Verkleinerung der Kavitationsblase auf die Stabilität des Massenstromes soll im Folgenden am Herschel-Rohr untersucht werden.

4.3.2 Einfluss der instationären Kavitationsblase auf den Massenstrom

Zur Generierung eines konstanten Massenstromes muss sich zunächst eine gewisse Menge an Dampf im Düsenhals gebildet haben. In diesem Kapitel soll die Frage geklärt werden, wie viel Dampf sich bilden muss, damit die Massenstrombegrenzung einsetzt. Außerdem soll der Einfluss einer instationären Kavitationsblase auf die Konstanz des Massenstromes untersucht werden. Dafür wird das zeitliche Verhalten des Herschel Venturi-Rohres für die beiden Betriebspunkte $p_2/P_{01} = 0.4$ und 0.85 untersucht.

Für die Untersuchung des Einflusses der Kavitationsblase auf den Massenstrom wird der zeitliche Verlauf des gesamten Dampfvolumens im Rechengebiet mit dem zeitlichen Verlauf des Massenstromes verglichen. Für die Darstellung des Dampfvolumens wird auf die prozentuale Variante von SAUER zurück gegriffen. Er definiert den totalen Dampfvolumenanteil als die Summe der einzelnen Dampfvolumina pro Zelle geteilt durch das Gesamtvolumen des Rechengebietes [47]:

$$\alpha_{tot} = \frac{\sum \alpha_{ijk} V_{ijk}}{\sum V_{ijk}} \quad (4.3)$$

Die Auswertung des zeitlichen Verlaufes zeigt an, ob sich das Dampfvolumen und damit die Kavitationsblase vergrößert, verkleinert oder konstant bleibt, bzw. ob sich in der Simulation eine stationäre Kavitationsblase entwickelt oder sich ein periodisches Verhalten einstellt.

In den Abb. 4.18-4.21 sind jeweils für unterschiedliche Zeitpunkte die zeitlichen Verläufe des Massenstromes und des Dampfvolumenanteils dargestellt sowie der momentane Dampfvolumenanteil in einer Skalarszene für $p_2/P_{01} = 0.85$ gezeigt. Links oben befinden sich die zeitlichen Verläufe des Massenstromes, rechts oben die zeitlichen Verläufe des totalen Dampfvolumenanteils. Die Skalarszene stellt einen zweidimensionalen Schnitt durch die Symmetrieachse des Herschel-Rohres dar, wobei der Ausschnitt den Hals- sowie Diffusorbereich zeigt. Die Strömung fließt von links nach rechts und man kann in allen vier Skalarszenen den Beginn der Kavitation am linken Bildrand, am Übergang vom Düsen- zum Halsbereich erkennen.

Da in den Simulationen keine Geschwindigkeit als Initialbedingung vorgegeben wird, dauert es eine Weile bis sich die Strömung, getrieben durch die Druckdifferenz, ausbildet.

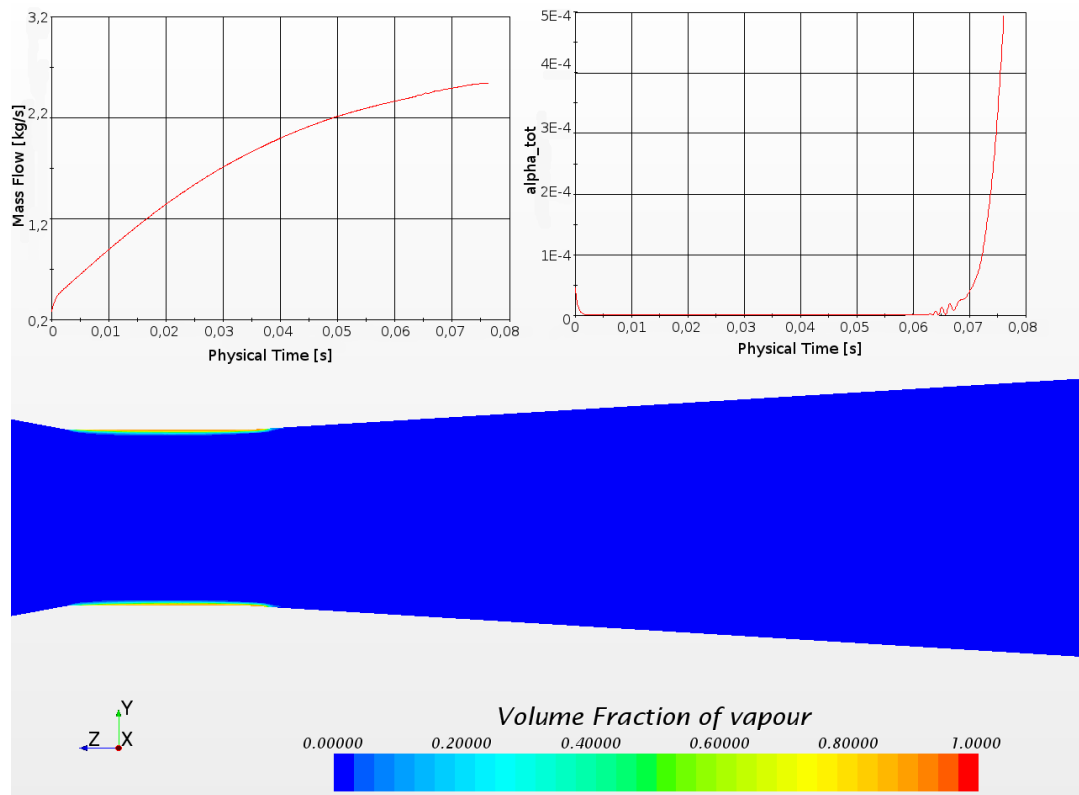


ABBILDUNG 4.18: Herschel Venturi-Rohr - Hals- und Diffusorbereich; $p_2/P_{01} = 0.85$; $t = 0.0762s$

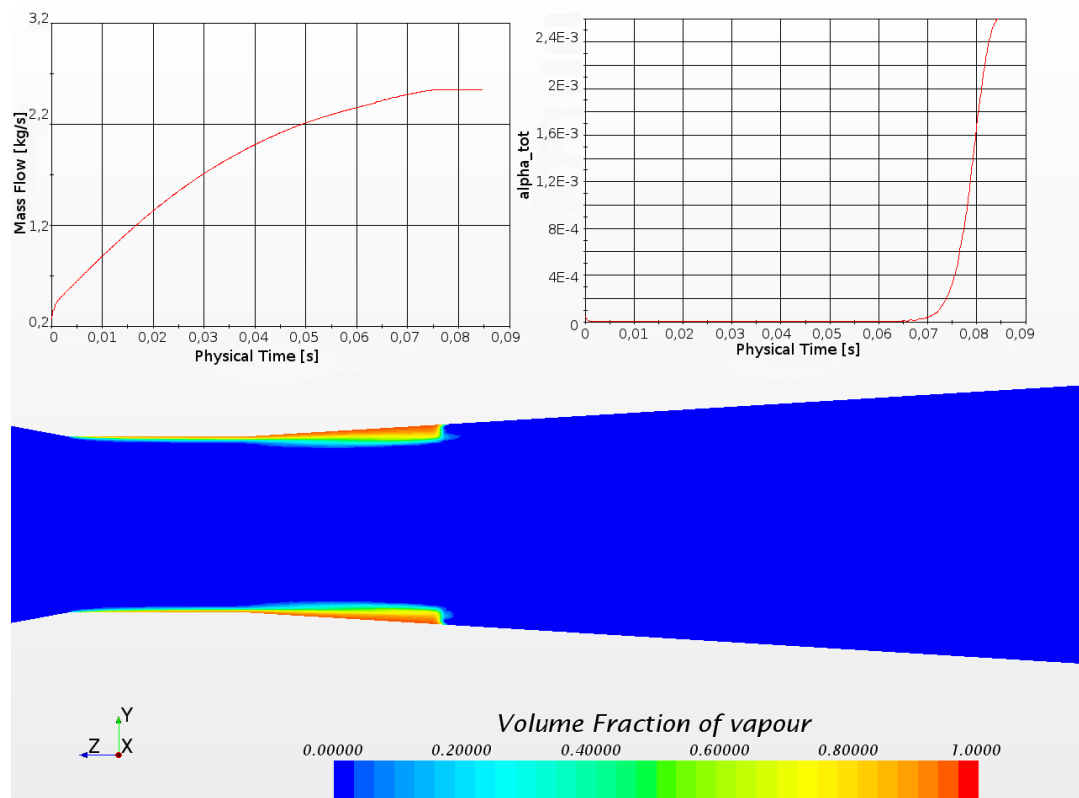


ABBILDUNG 4.19: Herschel Venturi-Rohr - Hals- und Diffusorbereich; $p_2/P_{01} = 0.85$; $t = 0.0846s$

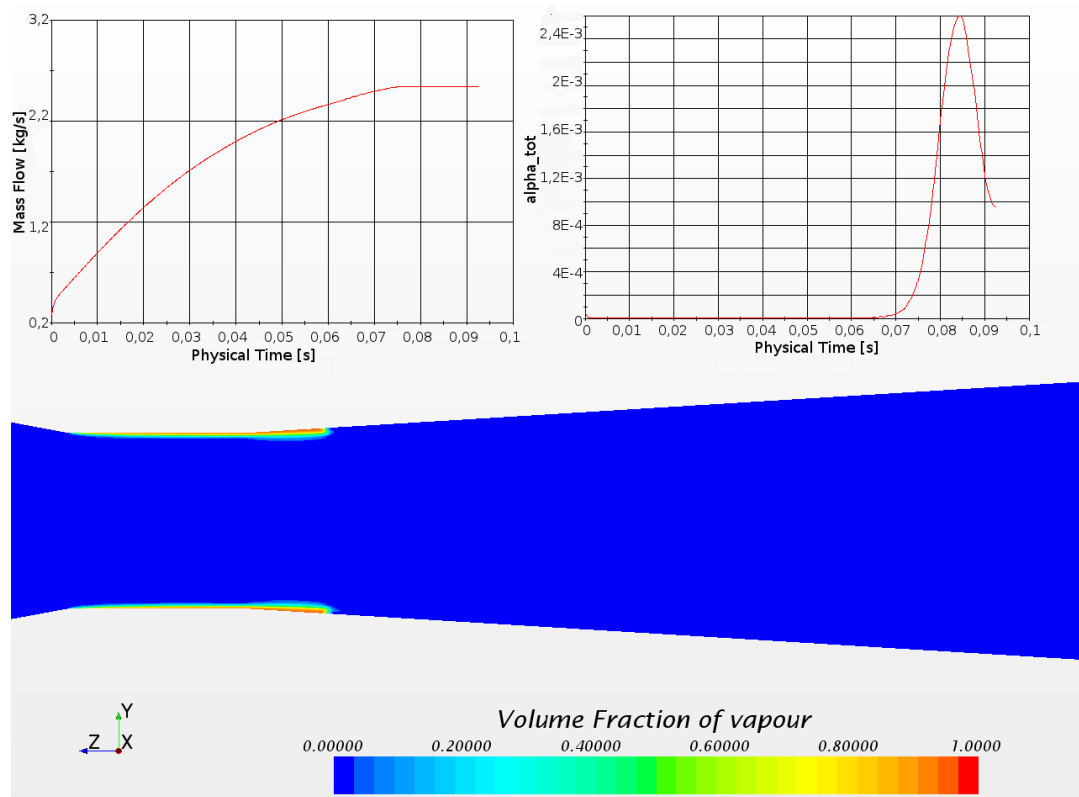


ABBILDUNG 4.20: Herschel Venturi-Rohr - Hals- und Diffusorbereich; $p_2/P_{01} = 0.85$; $t = 0.0926s$

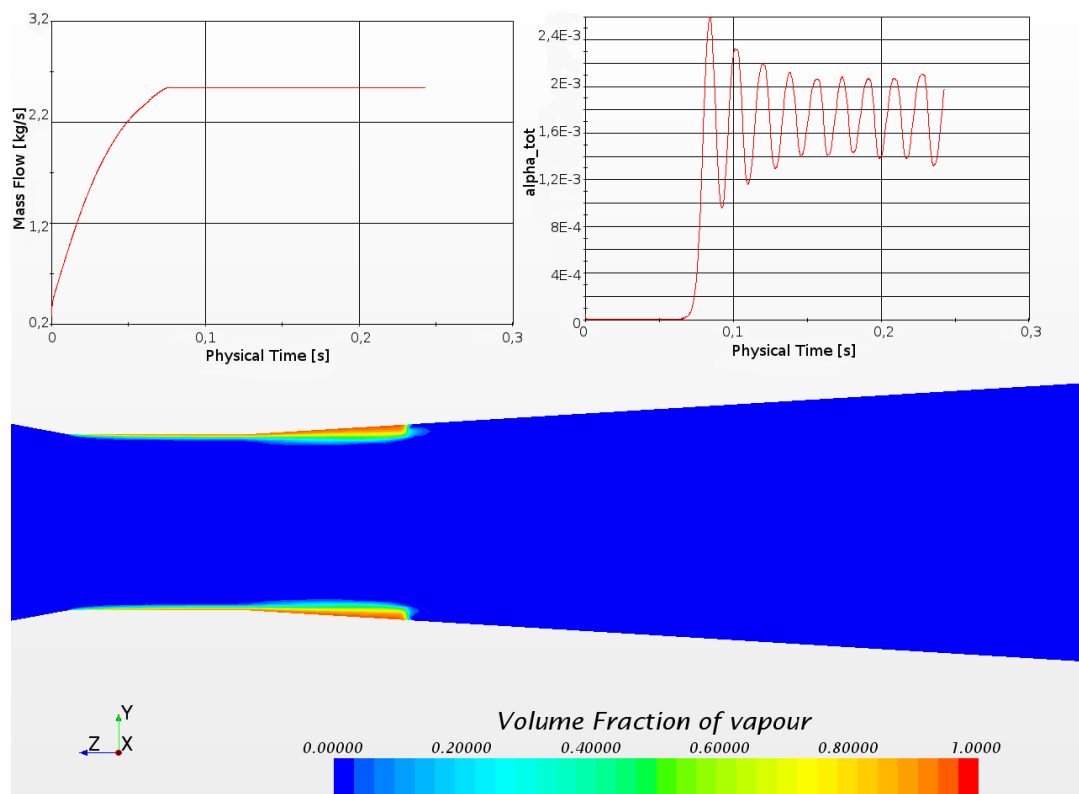


ABBILDUNG 4.21: Herschel Venturi-Rohr - Hals- und Diffusorbereich; $p_2/P_{01} = 0.85$; $t = 0.2428s$

Abbildung 4.18 stellt den Zeitpunkt dar, ab dem der Massenstrom in der Simulation sein Maximum erreicht hat, wie links oben im Massenstromdiagramm zu sehen. Gleichzeitig erkennt man im rechten Dampfvolumendiagramm wie auch in der Skalarszene, dass die Kavitation bereits eingetreten ist, sich ein gewisses Dampfvolumen gebildet hat und noch dabei ist sich stark zu vergrößern. In der Skalarszene ist die Kavitationsblase lediglich als dünner Dampffilm entlang der Düsenhalswand zu erkennen.

Ein genauer Vergleich der beiden Diagramme in Abb. 4.18 zeigt, dass der Massenstrom etwa bei 0.075 s konstant wird, die Kavitation aber offensichtlich schon bei ca. 0.0635 s eingesetzt hat. In der Skalarszene ist zu erkennen, dass die Massenstrombegrenzung mit dem Zeitpunkt übereinstimmt, in dem die Kavitationsblase in etwa das Ende des Düsenhalses erreicht. Dieses Phänomen wird in Kapitel 5 ausführlich untersucht.

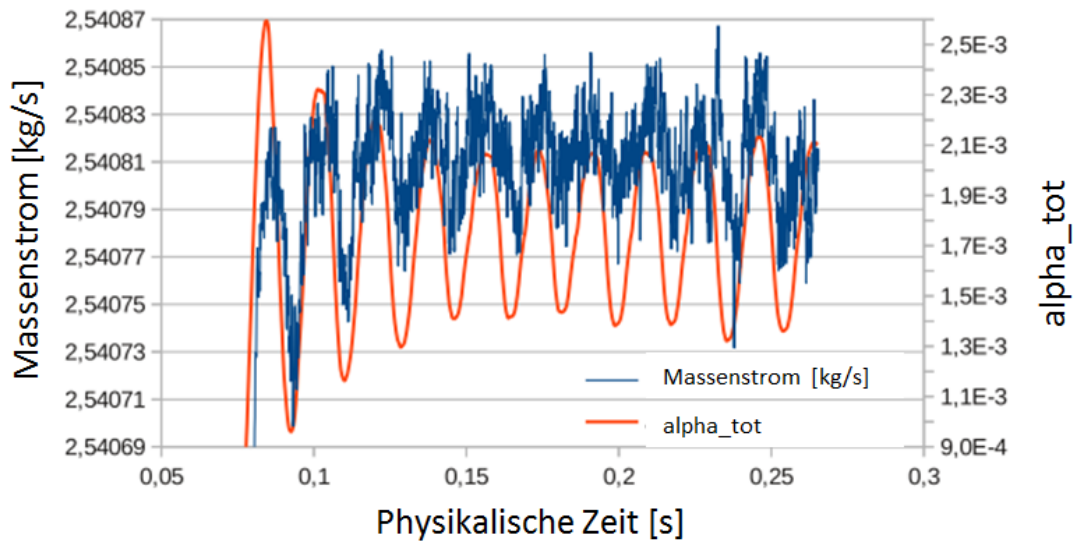


ABBILDUNG 4.22: Massenstrom und α_{tot} für das Herschel Venturi-Rohr; $p_2/P_{01} = 0.85$.

In Abbildung 4.19 hat sich die Kavitationsblase auf etwa die doppelte Länge, bis in den Diffusor ausgedehnt. Das Massenstromdiagramm zeigt weiterhin einen konstanten Massenstrom an. Das Dampfvolumendiagramm zeigt zu diesem Zeitpunkt ein Maximum an. Danach beginnt die Kavitationsblase wieder zu schrumpfen, wie in Abb. 4.20 zu sehen. Allerdings wird die Kavitationsblase nicht komplett zurück gedrängt, sondern es bleibt immer noch etwa doppelt soviel Dampfvolumen bestehen wie in Abb. 4.18.

Das Ganze hat sich dann in Abb. 4.21 zu einem periodischen Anwachsen und Verrin-
gern des Dampfvolumenanteils entwickelt, mit einer Frequenz von 56 Hz . Das Massenstromdiagramm in Abb. 4.21 zeigt während des gesamten Zeitraumes einen vermeintlich konstanten Massenstrom an. Ein genauerer Blick offenbart jedoch ein völlig anderes Verhalten. So sind in Abb. 4.22 die zeitlichen Verläufe des Massenstromes sowie des Dampfvolumenanteils dargestellt. Auf der linken Ordinate ist die Skala für den Massenstrom nun deutlich feiner aufgelöst. Dadurch erkennt man, dass bei einem Druckverhältnis von $p_2/P_{01} = 0.85$ deutliche periodische Schwankungen im Massenstrom auftreten, die mit

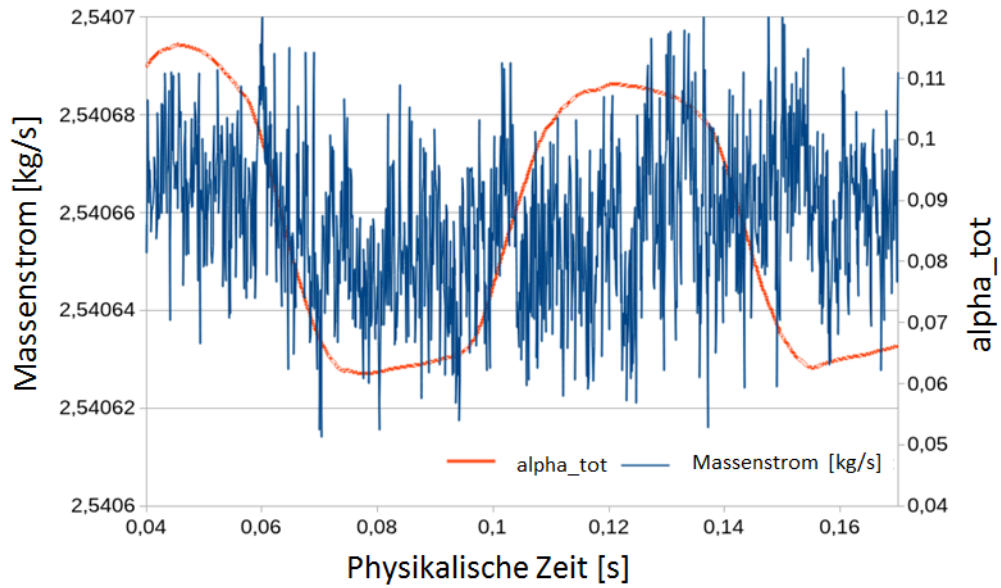


ABBILDUNG 4.23: Massenstrom und α_{tot} für das Herschel Venturi-Rohr; $p_2/P_{01} = 0.4$.

den periodischen Schwankungen des Dampfvolumentanteils, bzw. der Länge der Kavitationsblase, übereinstimmen. Diese Kopplung der Schwankung der Kavitationsblase mit dem Massenstrom konnte jedoch nur bei diesem Druckverhältnis von $p_2/P_{01} = 0.85$ beobachtet werden. Bei größeren Druckdifferenz, wie zum Beispiel bei einem Druckverhältnis von $p_2/P_{01} = 0.4$, tritt diese Kopplung nicht mehr auf. Da die Länge der Kavitationsblase mit größeren Druckdifferenzen zunimmt, kann also davon ausgegangen werden, dass ab einer bestimmten Kavitationsblasenlänge deren periodisches Verhalten oder Instationarität keinen Einfluss mehr auf die Konstanz des Massenstromes hat. Diese „kritische“ Kavitationsblasenlänge entspricht für die numerisch untersuchte Geometrie und den ausgewählten Betriebspunkten in etwa der doppelten Länge des zylindrischen Düsenhalses. Unterschreitet die minimale Kavitationsblasenlänge diesen Wert nicht, bleibt der Massenstrom im Düsenhals unbeeinflusst von etwaigen periodischen Schwankungen der Kavitationsblase.

4.4 Vergleich: 2D und 3D Ergebnisse für das Herschel Venturi-Rohr

Nachdem in den vorherigen Kapiteln ausschließlich die Ergebnisse von vollständig dreidimensionalen Simulationen diskutiert wurden, soll nun geklärt werden, in wieweit auch

zweidimensionale Simulationen zur vorhersage des Kavitationsverhaltens von Herschel-Rohren genutzt werden können. Aufgrund der deutlichen Verringerung des Rechenaufwandes wären zweidimensionale Simulationen gerade für Parameterstudien prädestiniert ⁴.

Um etwaige Vor- und Nachteile der 2D Simulationen zu klären, werden die Untersuchungen bezüglich des Massenstromes aus Kapitel 4.3.1 für das Herschel-Rohr wiederholt und mit den 3D Ergebnissen verglichen. Für die 2D Simulationen wird ein Rechennetz mit der selben örtlichen Auflösung wie beim feinen 3D Rechennetz erstellt. Als weitere Vereinfachung wird lediglich eine Hälfte der 2D-Ebene simuliert und die Rotationsachse des Herschel-Rohres als Symmetrie-Randbedingung gewählt, siehe Abb. 4.24. Es wird hierbei jedoch keine Rotationssymmetrie angenommen, sondern eine reine 2D-Ebene betrachtet. Durch die Vereinfachungen hat das resultierende 2D Rechennetz etwa 100000 Zellen. Die weiteren Randbedingungen entsprechen denen der 3D Simulationen, aufgelistet in Tabelle 4.1.

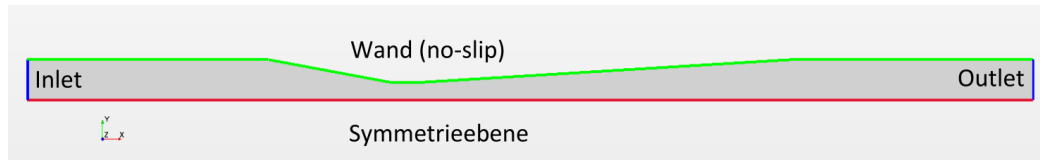


ABBILDUNG 4.24: 2D Geometrie des Herschel-Rohres.

In Abbildung 4.25 sind die Ergebnisse bezüglich des Massenstromes der 2D und 3D Simulationen für unterschiedliche Druckverhältnisse aufgetragen. Zwei Beobachtungen fallen sofort auf: erstens ist der Massenstrom der 2D Simulationen (2D Massenstrom) gegenüber den 3D Ergebnissen (3D Massenstrom) leicht erhöht, zweitens bricht der Massenstrom der 2D Simulationen deutlich eher ein, nämlich schon bei einem Druckverhältnis von $p_2/P_{01} = 0.732$. Der 2D Massenstrom liegt im Bereich der Durchflussbegrenzung von $p_2/P_{01} = 0.2 - 0.732$ im Durchschnitt etwa 0.65% über den 3D Ergebnissen. Aufgrund der hohen Dreidimensionalität kavitierender Strömungen wäre dies, bezogen auf die Ersparnis an Rechenzeit, ein vertretbarer Wert.

Der frühere Einbruch des Massenstromes ist numerischer Natur. So stellt sich in den 2D Simulationen, bei gleichem Druckverhältnis wie bei den 3D Simulationen, in der Eintritts- und Austrittsebene eine etwa doppelt so hohe Geschwindigkeit ein, wohingegen die Geschwindigkeiten im Düsenhals sehr nahe beieinander liegen. Für eine bessere Vergleichbarkeit der Ergebnisse hat sich anstelle der Auftragung über dem Druckverhältnis die Kavitationszahl herausgestellt. In Abb. 4.26 sind dieselben Ergebnisse wie in Abb. 4.25 aufgetragen, diesmal jedoch in Bezug auf die Kavitationszahl σ_p . Die Kavitationszahl ist in diesem Fall nach Gl. 2.7 über die Druckdifferenz definiert.

⁴Die Rechenzeit der 3D Simulationen mit feinem Rechennetz betrug mit der zur Verfügung stehenden Rechenleistung im Schnitt 8-10 Wochen.

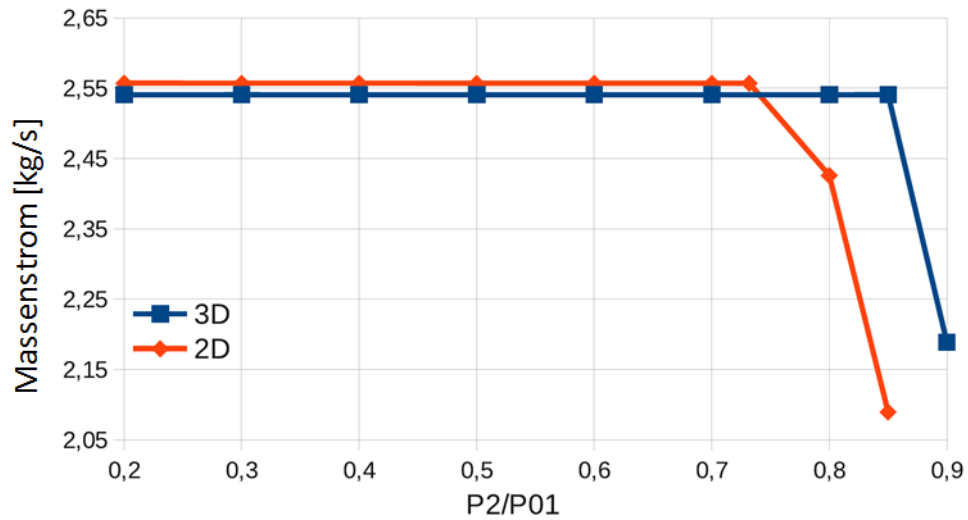


ABBILDUNG 4.25: Vergleich des Massenstromes für die 2D und 3D Simulationen des Herschel Venturi-Rohres in Bezug auf die Druckdifferenz p_2/P_{01} .

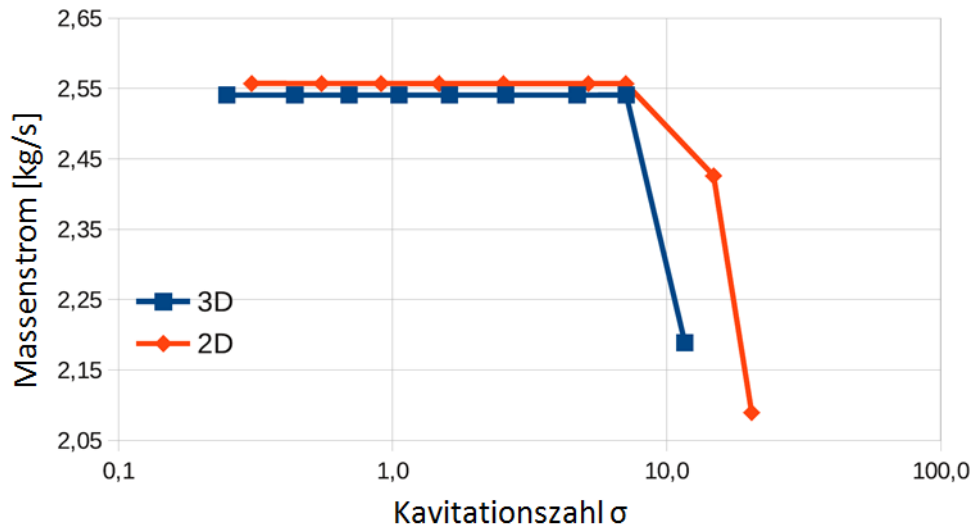


ABBILDUNG 4.26: Vergleich des Massenstromes für die 2D und 3D Simulationen des Herschel Venturi-Rohres in Bezug auf die Kavitationszahl σ_p .

Da in die Kavitationszahl σ_p anstelle des Totaldrucks P_{01} der statische Druck p_1 eingeht, ergeben sich für die 2D und 3D Simulationen bei gleichem Druckverhältnis unterschiedliche Kavitationszahlen, wie in Tabelle 4.3 aufgelistet. Dabei sind die Kavitationszahlen der 2D Simulationen bei gleichem Druckverhältnis stets höher als bei den 3D Simulationen.

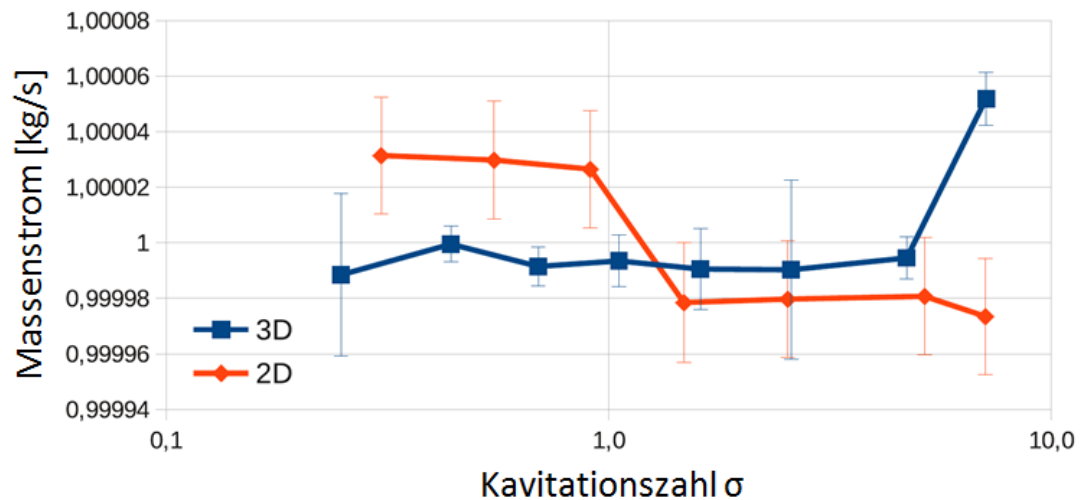
In Abb. 4.26 sieht man nun, dass der Einbruch des Massenstromes bei etwa der gleichen Kavitationszahl σ_p von 7,1 statt findet. Zur besseren Übersicht ist die Kavitationszahl logarithmisch aufgetragen. Soweit stimmt das Verhalten der 2D und 3D Ergebnisse im Rahmen der numerischen Grenzen überein. Ein genauerer Blick auf den Massenstrom

p_2/P_{01}	σ_p 3D	σ_p 2D
0.2	0.2484	0.3062
0.3	0.440	0.5508
0.4	0.6933	0.9080
0.5	1.0547	1.4789
0.6	1.6121	2.5377
0.7	2.5848	5.1752
0.732	-	7.1002
0.8	4.7115	14.8342
0.85	7.1204	20.4191
0.9	11.6542	-

TABELLE 4.3: Vergleich der Kavitationszahlen der 2D und 3D Simulationen.

zeigt jedoch leichte Abweichungen in der Konstanz des 2D Massenstromes bei unterschiedlichen Druckverhältnissen.

In Abb. 4.27 sind wiederum die 2D und 3D Massenströme über der Kavitationszahl aufgetragen. Für einen genaueren Vergleich der Massenströme im Bereich der Durchflussbegrenzung wird erneut eine dimensionslose Darstellung des Massenstromes gewählt, in gleicher Weise wie bereits bei den 3D Ergebnissen beschrieben. Durch die Skalierung der Massenstromkurven mit dem jeweiligen Mittelwert entsteht die nun zu sehende Überschneidung der 2D und 3D Kurve. Neben den dimensionslosen Massenströmen sind auch die jeweiligen Standardabweichungen, die sich aus der zeitlichen Mittelung ergeben, in Form von Fehlerbalken aufgetragen.

ABBILDUNG 4.27: Vergleich des dimensionslosen Massenstromes für die 2D und 3D Simulationen des Herschel Venturi-Rohres für Kavitationszahlen $\sigma_p < 7.2$.

Wie in Abb. 4.27 zu sehen, hat der 2D Massenstrom zwei Plateaus mit relativ konstantem Massenstrom, wobei bei einer Kavitationszahl von $\sigma_p \approx 1$ ein Sprung stattfindet. Weiterhin erkennt man bei der höchsten Kavitationszahl von 7.1 ein gegensätzliches Verhalten

zwischen 2D und 3D Ergebnissen. Während der 3D Massenstrom stark ansteigt, fällt der 2D Massenstrom hier leicht ab. Wie bereits erwähnt kann ein Massenstromanstieg an dieser Stelle auch in Experimenten der PTB beobachtet werden.

Neben dem globalen Verhalten in Form des zeitlich gemittelten Massenstromes wird auch das zeitliche Verhalten zwischen 2D und 3D Simulationen verglichen. Hierfür wird die Frequenz der periodischen Bewegung der Kavitationsblase heran gezogen. Der Vergleich fällt dabei sehr ernüchternd aus. Sind bei den 3D Simulationen teilweise instationäre Kavitationsblasen aufgetreten, entwickeln sich in den 2D Simulationen stets stationäre Kavitationsblasen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst.

p_2/P_{01}	realizable k- ϵ			standard k- ϵ
	3D - f [Hz]	3D - Sr	2D - f [Hz]	2D - f [Hz]
0.2	30	0.221	-	-
0.3	10	0.043	-	-
0.4	13	0.043	-	-
0.5	-	-	-	-
0.6	-	-	-	7
0.7	-	-	-	11
0.732	nicht simuliert	-	-	10
0.8	-	-	keine Kavitation	keine Kavitation
0.85	56	0.045	keine Kavitation	keine Kavitation
0.9	keine Kavitation	-	nicht simuliert	nicht simuliert

TABELLE 4.4: Vergleich der Frequenz f der periodischen Schwankung der Kavitationsblase der 2D und 3D Simulationen, sowie entsprechende STROUHAL-Zahlen $Sr = \frac{fL_{cav}}{v_{th}}$ der 3D Simulationen.

Die Frequenzen werden durch eine Fast-Fourier Analyse des zeitlichen Verlaufes des Dampfvolumenanteils ermittelt, sofern dieser ein periodisches Verhalten aufweist. In der zweiten und vierten Spalte von Tabelle 4.4 sind zunächst die Ergebnisse für die bereits beschriebenen 2D und 3D Simulationen gegenüber gestellt. Für die 3D Simulationen entwickelt sich bei kavitierender Strömung beim höchsten Druckverhältnis von 0.85 sowie bei Druckverhältnissen von 0.2-0.4 ein periodisches Verhalten der Kavitationsblase. Dazwischen entwickelt sich in den Simulationen eine mehr oder weniger stationäre Kavitationsblase, wobei der Dampfvolumenanteil dennoch hochfrequenten Fluktuationen unterliegt.

Zusätzlich zu den ermittelten Frequenzen sind in Tabelle 4.4 auch die entsprechenden STROUHAL-Zahlen der 3D Simulationsergebnisse aufgelistet. Diese liegen im üblichen Rahmen für Kavitation in Venturi-Geometrien ($Sr = 0.05 - 0.4$) [56]. Weiterhin liefern die ermittelten STROUHAL-Zahlen eine Erklärung für die quasi-stationäre Kavitationsblase bei den Druckverhältnissen 0.5 - 0.8. Geringe Sr -Zahlen von etwa 0.05-0.15 treten z.B. bei kleineren Kavitationsgebieten auf, die dadurch charakterisiert sind, dass der Endbereich der Kavitationsblase nur minimalen Positionsschwankungen unterlegen ist

und keine großen Dampfblasen von der Kavitationsblase abgetrennt werden [56]. Der Endbereich der Kavitationsblase unterliegt zwar einer hochfrequenten Fluktuation, es existiert jedoch keine großvolumige periodische Schwankung der Kavitationsblase [136] (siehe auch Kap. 4.2.1).

Wie bereits erwähnt, entwickeln sich in den 2D Simulationen ausschließlich stationäre Kavitationsblasen. Da laut Literatur das Turbulenzmodell einen großen Einfluss auf die Kavitation haben kann [148] und vor allem den Zusammenbruch der Kavitationsblase und damit den „Re-entrant Jet“ stark beeinflussen kann, wird an dieser Stelle noch ein weiteres Turbulenzmodell untersucht. Dieses wird weiterhin um den in der Kavitationsliteratur weit verbreiteten Ansatz von REBOUD ET AL. [149] erweitert. Andererseits weisen einige Autoren auch darauf hin, dass nicht die Wahl des Turbulenzmodells an sich, sondern viel mehr die Berücksichtigung kompressibler Effekte innerhalb des Turbulenzmodells entscheidend sind [150].

Zur Berücksichtigung von Kompressibilitätseffekten haben REBOUD ET AL. eine Modifizierung der Berechnung der turbulenten Viskosität μ_t vorgeschlagen.

$$\mu_t = f(\rho)\rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4.4)$$

Dieser Vorschlag geht auf numerische Untersuchungen zurück, die oftmals eine zu hohe turbulente Viskosität im Bereich des Blasenkollapses am Ende der Kavitationsblase prognostizieren. Dadurch wird der Re-entrant Jet unterdrückt und es bildet sich eher eine stationäre Kavitationsblase aus. Um dies zu minimieren, wurde von Ihnen die sogenannte „density correction function“ $f(\rho)$ (DCF) in die Berechnung der turbulenten Viskosität eingefügt.

$$f(\rho) = \rho_v + (1 - \alpha_v)^n (\rho_l - \rho_v) \quad (4.5)$$

Der Parameter n wird in der Regel auf den Wert 10 gesetzt. Parameterstudien zeigen aber teilweise einen großen Einfluss auf die resultierende Dynamik der Kavitationsblase, so dass dieser Wert mit bedacht zu wählen ist [148, 151]. Um an dieser Stelle den unverfälschten Einfluss dieser Modifikation zu untersuchen, wird diese in das Standard k- ϵ Turbulenzmodell (Standardmodell) implementiert und nicht in das Realizable. Einer der Unterschiede zwischen den beiden Turbulenzmodellen liegt gerade in der Berechnung der turbulenten Viskosität, bzw. in der Berechnung des Parameters C_μ . Im Standardmodell ist C_μ lediglich eine Konstante mit einem Wert von üblicherweise 0.09, wohingegen im Realizable k- ϵ Modell C_μ auf Basis von Strömungs- und Turbulenzeigenschaften berechnet wird (s. auch Kap. 2.7).

Zur Validierung des Standardmodells mit DCF werden zunächst zwei 3D Simulation mit diesem Modell durchgeführt. Diese sollen zeigen, ob sich signifikante Änderungen des Massenstromes oder der periodischen Schwankung des Dampfgehaltes ergeben. Dazu

werden zwei Druckverhältnisse ausgesucht, eines bei dem mit dem Realizable Modell keine periodischen Schwankung auftraten ($p_2/P_{01} = 0.5$) und einmal eines mit periodischer Schwankung der Kavitationsblase ($p_2/P_{01} = 0.85$). Zusätzlich wird jeweils eine reibungslose Simulation durchgeführt, um den Einfluss der Reibung auf das periodische Verhalten zu untersuchen (s. dazu auch Kapitel 4.2.1).

p_2/P_{01}	Frequenz [Hz]		
	Realizable k- ϵ	Standard k- ϵ	Reibungslos
0.5	-	-	30
0.85	56	60	50

TABELLE 4.5: Vergleich der Frequenz der periodischen Schwankung der Kavitationsblase der 3D Simulationen bei unterschiedlicher Behandlung der Turbulenz.

Die 3D Simulationen entsprechen dabei den bereits in Kapitel 4.3 beschriebenen. Lediglich das Turbulenzmodell wird entweder zum Standardmodell geändert, mit der entsprechenden Implementierung der DCF bzw. bei den reibungslosen Simulationen nicht berücksichtigt.

Die Ergebnisse dieser insgesamt sechs Simulationen sind in Tabelle 4.5 aufgelistet. Wie bereits beschrieben stellt sich beim Realizable Turbulenzmodell lediglich bei der Druckdifferenz von 0.85 eine periodische Schwankung mit 56 Hz ein, wohingegen bei einer Druckdifferenz von 0.5 eine stationäre Kavitationsblase entsteht. Das gleiche Verhalten ist auch beim Standardmodell zu beobachten, wobei die Frequenz der periodischen Schwankung der Kavitationsblase bei der Druckdifferenz von 0.85 mit 60 Hz etwa 7% höher ist. Nur bei Annahme einer reibungslosen Strömung stellen sich bei beiden Druckdifferenzen periodische Schwankungen ein. Dabei ist die Frequenz bei 0.85 mit 50 Hz niedriger als bei reibungsbehafteter Strömung.

In den Abbildungen 4.28 und 4.29 ist der zeitliche Verlauf des dimensionslosen Dampfvolumentanteils α_{tot} jeweils für die drei Modelle gezeigt. Wie in Abb. 4.28 für das Druckverhältnis $p_2/P_{01} = 0.5$ zu sehen, entwickelt sich beim Realizable Turbulenzmodell sehr schnell ein stationäres Verhalten. Wohingegen beim Standardmodell zunächst periodische Schwankungen zu sehen sind, die jedoch nach wenigen Perioden ausklingen und ebenfalls ein konstantes Dampfvolument ergeben. Bei reibungsloser Betrachtung entwickelt sich hingegen wesentlich mehr Dampfvolument, bei einer gleichzeitig wesentlich größeren Amplitude der Schwankungen. Hier ist also eine deutlich höhere Dynamik der Kavitationsblase zu erkennen, die unter normalen Bedingungen durch viskose Effekte abgeschwächt wird.

Wie bereits erwähnt, entwickelt sich bei einem Druckverhältnis von $p_2/P_{01} = 0.85$ bei allen drei Modellen eine periodisch schwankende Kavitationsblase aus, zu sehen in Abb. 4.29. Allerdings tritt bei der nun kleineren Druckdifferenz zuerst in der reibungslosen

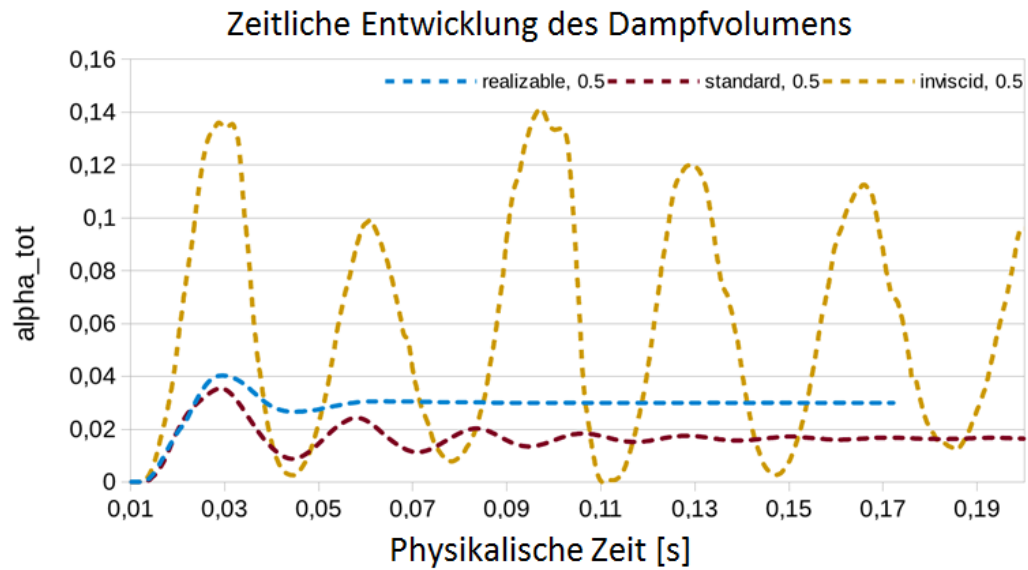


ABBILDUNG 4.28: Zeitliche Entwicklung des Dampfvolumens bei unterschiedlicher Behandlung der Turbulenz; $p_2/P_{01} = 0.5$.

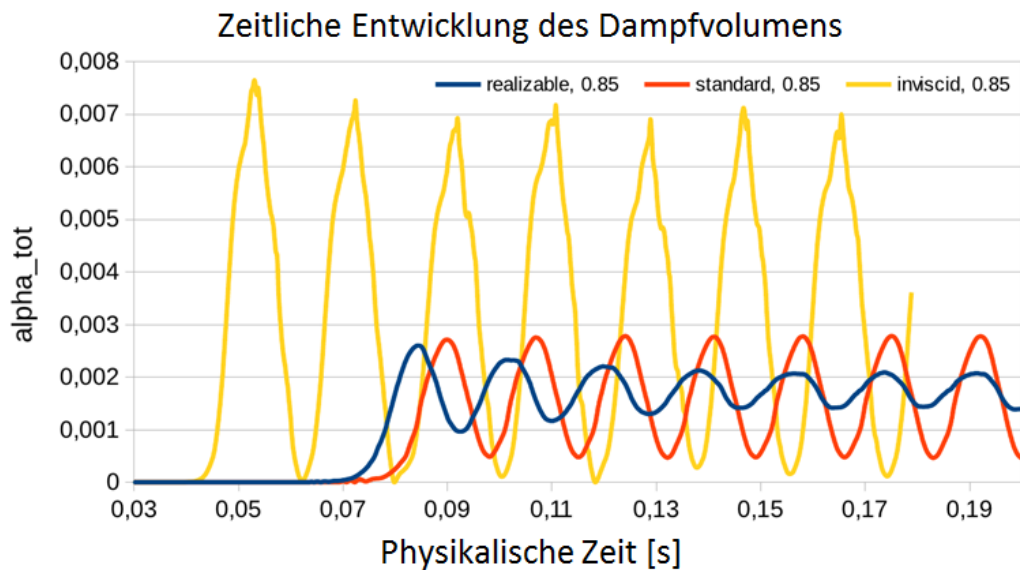


ABBILDUNG 4.29: Zeitliche Entwicklung des Dampfvolumens bei unterschiedlicher Behandlung der Turbulenz; $p_2/P_{01} = 0.85$.

Strömung Kavitation auf, wiederum mit einer deutlich höheren Intensität als bei reibungsbehafteter Betrachtung. Bei reibungsbehafteter Strömung dauert es wesentlich länger bis sich die Strömung aufgrund des relativ geringen Druckunterschiedes zwischen Inlet und Outlet ausbildet. Für das Standardmodell kann man eine etwa doppelt so hohe Amplitude der Schwankungen des Dampfgehaltes erkennen. Hier entsteht also durch die Modifikation mit der DCF eine höhere Dynamik im Endbereich der Kavitationsblase die dazu führt, dass die Kavitationsblase stärkeren Längenänderungen unterliegt. Jedoch verschwindet bei beiden Turbulenzmodellen die Kavitationsblase nie vollständig. Dies geschieht nur in manchen Zyklen bei reibungsloser Betrachtung.

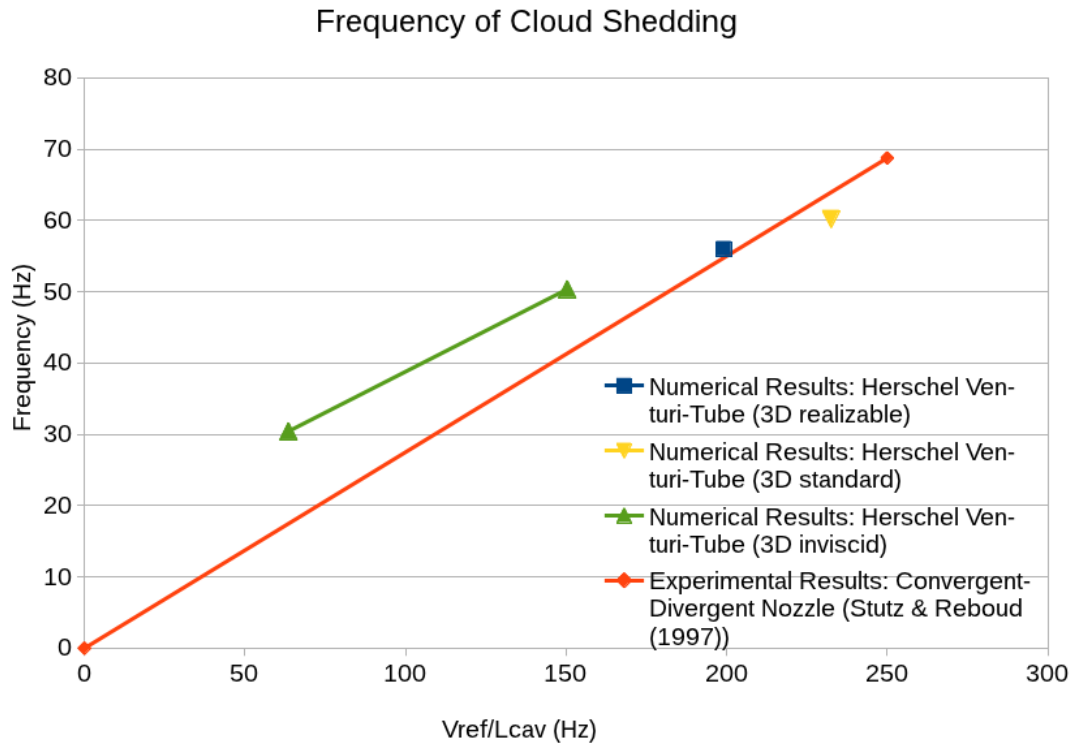


ABBILDUNG 4.30: Frequenz der periodischen Kavitationsblasenbewegung als Funktion von V_{ref}/L_{cav} ; Vergleich von 3D Simulationsergebnissen mit Messwerten aus [152].

Um zu evaluieren, inwieweit die ermittelten Frequenzen überhaupt realistisch sind, werden diese mit in der Literatur zur Verfügung stehenden Messwerten eines konvergenten-divergenten Kanalprofils verglichen, zu sehen in Abb. 4.30. Die experimentell ermittelten Frequenzen der periodischen Schwankung der Kavitationsblase wurden von STUTZ und REBOUD über dem Verhältnis einer Referenzgeschwindigkeit zu einer Referenzlänge (V_{ref}/L_{cav}) aufgetragen [152]. Als Referenzgeschwindigkeit wählten sie die mittlere Geschwindigkeit der Anströmung und als Referenzlänge die maximale Länge der Kavitationsblase.

In Abb. 4.30 sind die experimentellen Ergebnisse durch eine von STUTZ und REBOUD postulierte Ausgleichsgerade approximiert. Dazu muss allerdings erwähnt werden, dass die Messergebnisse von STUTZ und REBOUD lediglich den Bereich zwischen $V_{ref}/L_{cav} \approx 100 - 350$ abdecken und keine Bemerkungen zu V_{ref}/L_{cav} -Verhältnissen ausserhalb dieses Bereiches gemacht wurden. Nichtsdestotrotz ergaben ihre Messungen einen deutlichen linearen Zusammenhang zwischen periodischer Schwankung der Kavitationsblase und dem Verhältnis V_{ref}/L_{cav} , in dem von ihnen untersuchten Bereich.

Für die 3D Simulationen mit Turbulenzmodell zeigen die ermittelten Werte für das Druckverhältnis 0.85 eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten. Unter Verwendung des Standardmodells stellt sich, im Vergleich zum Realizable Turbulenzmodell, eine etwas höhere Frequenz ein. Allerdings entwickelt sich auch eine

längere Kavitationsblase, so dass der Punkt (gelbes Dreieck, Spitze nach unten) entlang der Geraden etwas nach rechts oben verschoben ist. Die Auswertung der reibungslosen Ergebnisse zeigen, dass diese oberhalb der Messergebnisse liegen. Dies ist konsistent mit der Kavitationsliteratur [153], da sich bei Vernachlässigung der Viskosität die Kavitationsblase stärker ausdehnt (wie auch in Abb. 4.28 und 4.29 zu sehen). Dies führt bei einer in etwa gleich bleibenden Frequenz zu der zu sehenden Linksverschiebung der reibungslosen Werte und bestätigt damit die schon in Kap. 4.2.1 erwähnte Aussage, dass die Euler-Gleichungen nicht in der Lage sind die Kavitationsdynamik korrekt vorherzusagen.

Da sowohl das Realizable Turbulenzmodell als auch das Standardmodell realistische Ergebnisse bezüglich der periodischen Schwankung der Kavitationsblase und deren Ausdehnung liefern, können nun die 2D Ergebnisse des Standardmodells aus Tabelle 4.4 auf ihre Plausibilität hin überprüft werden.

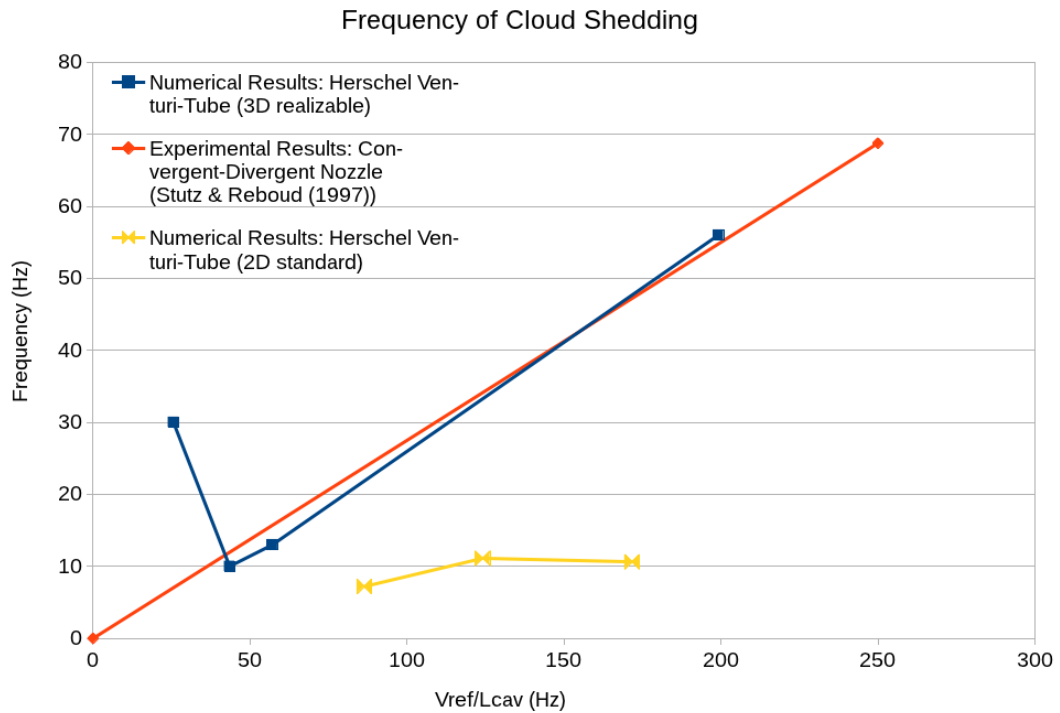


ABBILDUNG 4.31: Frequenz der periodischen Kavitationsblasenbewegung als Funktion von V_{ref}/L_{cav} ; Vergleich von 2D und 3D Simulationsergebnissen mit Messwerten aus [152].

In Abb. 4.31 sind die 2D und 3D Ergebnisse für alle Druckverhältnisse aufgetragen, die in einer periodischen Schwankung des Dampfolumens resultierten. Für die 3D Ergebnisse sind diese, wie bereits ausführlich beschrieben, mit dem Realizable $k-\epsilon$ -Modell ermittelt. Bei den 2D Simulationen führt lediglich das Standard $k-\epsilon$ -Modell bei den Druckverhältnissen 0.6, 0.7 und 0.732 zu einer periodischen Schwankung. Wie in Abb. 4.31 zu sehen, weichen die 2D Ergebnisse sehr stark von den Messwerten von STUTZ und REBOUD ab.

Dabei stimmen weder die Werte, noch die Tendenz der 2D Ergebnisse überein. Dies lässt vermuten, dass die periodische Schwankung sehr stark von dreidimensionalen Prozessen dominiert wird. Das 2D Simulationen oftmals nicht in der Lage sind die Frequenz der periodischen Schwankung der Kavitationsblase vorherzusagen wird auch von anderen Untersuchungen gestützt, z.B. mittels OpenFOAM an einem Hydrofoil [142].

Die 3D Ergebnisse stimmen, bis auf das Druckverhältnis 0.2, sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen von STUTZ und REBOUD überein. Eine genauere Analyse der Simulationsergebnisse von $p_2/P_{01} = 0.2$ hat hier eine Interferenz zwischen dem numerischen Outlet und der Kavitationsblase ergeben. Dies führte zu einer gestörten Frequenz und Länge der Kavitationsblase. Für weitere Untersuchungen wird daher auf dieses Druckverhältnis verzichtet, da eine Verlängerung des Auslaufbereiches den numerischen Rechenaufwand zu sehr erhöhen würde.

Aus dem Vergleich der 2D und 3D Ergebnisse fällt die ungenügende Fähigkeit zur Generierung von periodischen Schwankungen der Kavitationsblase in den 2D Simulationen auf. Andererseits weicht der Massenstrom zwischen 2D und 3D mit 0.65% nur leicht ab. Hinzu kommt der Faktor Rechenzeit. Benötigen die 3D Simulationen mit dem feinen Rechennetz etwa 8-10 Wochen, sind es bei den 2D Simulationen, bei gleicher örtlicher Auflösung des Rechennetzes, lediglich 1-2 Tage.

4.5 2D Untersuchungen am Herschel Venturi-Rohr

Wie in Kapitel 4.4 gezeigt, eignen sich 2D Simulationen zwar nicht für die korrekte Reproduktion des periodischen Verhaltens der Kavitationsblase, aber durchaus für Parameterstudien bezüglich des Einflusses auf das Massenstromverhalten. Dazu sollen in diesem Kapitel einige Untersuchungen präsentiert werden. Der Hauptfokus liegt dabei auf Geometrievariationen und deren Einfluss. Weiterhin werden zunächst einige Ergebnisse bezüglich des Einflusses des Turbulenzmodells auf die kavitierende Düsenströmung gezeigt. Abweichend von den vorherigen 2D Simulationen wird jetzt jedoch im Bereich der kavitierenden Strömung ein deutlich feineres Rechennetz verwendet, das in den jeweiligen Kapiteln beschrieben wird.

4.5.1 Einfluss des Turbulenzmodells

In Kapitel 4.4 wurde bereits auf den Einfluss des Turbulenzmodells eingegangen. Dies soll hier noch einmal ausführlich behandelt werden. In der Kavitationsliteratur herrscht

bei weitem keine Einigkeit über geeignete Turbulenzmodelle, gerade im Bezug auf instationäre Kavitationsvorgänge, wie z.B. die korrekte Vorhersage des Re-entrant Jets. Wurde früher hauptsächlich der RANS-Ansatz verfolgt, werden aufgrund der zunehmenden Rechnerkapazitäten heutzutage auch vermehrt DES und LES Untersuchungen durchgeführt. Dabei zeigen sich LES oftmals als überlegen gegenüber RANS-Modellen, wenn es um die Vorhersage der korrekten Dynamik der Kavitationsblase geht [142, 154, 155].

Die Simulationen werden an der Standardgeometrie⁵ des Herschel Venturi-Rohres durchgeführt. Das Rechnernetz wird in gleicher Weise wie bereits beschrieben mit dem CCM+ eigenen Vernetzungstool generiert. Für die Untersuchungen wird aber eine deutlich feinere Vernetzung im Bereich der kavitierenden Strömung gewählt, so dass das resultierende Netz aus etwa 230000 Zellen besteht. Die wesentlich feinere Vernetzung setzt sich

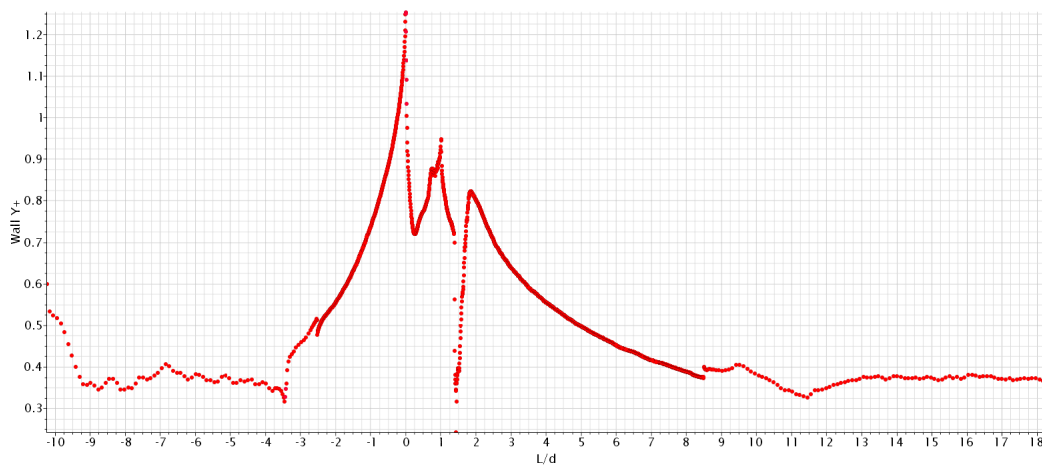


ABBILDUNG 4.32: y^+ -Werte am Bsp. von Simulation Nr. 15 (s. Tabelle 4.6).

auch in der Grenzschichtauflösung fort. So werden in einem Großteil des Herschel-Rohres y^+ -Werte unter 1 erzielt, wodurch die numerische Auflösung der viskosen Unterschicht gewährleistet ist. In Abb. 4.32 sind die y^+ -Werte am Beispiel von Simulation Nr. 15 (s. Tabelle 4.6) im kavitierenden Zustand, zu einem beliebigen Zeitpunkt gezeigt. $L/d = 0$ kennzeichnet hierbei den Übergang vom Düsen- zum Halsbereich und damit auch den Kavitationsbeginn. Bedingt durch die Einschnürung der Strömung und die zusätzliche Umlenkung treten in diesem Bereich die höchsten Geschwindigkeiten in Wandnähe auf, was zu dem steilen Anstieg der y^+ -Werte führt. Innerhalb der Kavitationsblase sinken die y^+ -Werte wieder leicht ab und das Ende der Kavitationsblase ist aufgrund des Wiederanlegens der Strömung durch einen starken Abfall der y^+ -Werte gekennzeichnet.

Durch die deutlich feinere Vernetzung zeigt sich nun ein interessantes Detail im Verlauf des Massenstromes. In Abb. 4.33 ist der Massenstrom für das Standard und das Realizable $k-\epsilon$ Turbulenzmodell über dem Verhältnis der statischen Drücke von Outlet zu Inlet

⁵ $\varphi_n = 10.5^\circ$, $\varphi_d = 3.5^\circ$, $R_2 = 2 \text{ mm}$, $L_{th} = 11.2 \text{ mm}$

(p_2/p_1) aufgetragen. Das Standardmodell enthält hierbei wieder die bereits erwähnte „Density Correction Function“ (DCF).

Beide Modelle ergeben ähnliche Massenströme bei großen und kleinen Druckverhältnis-

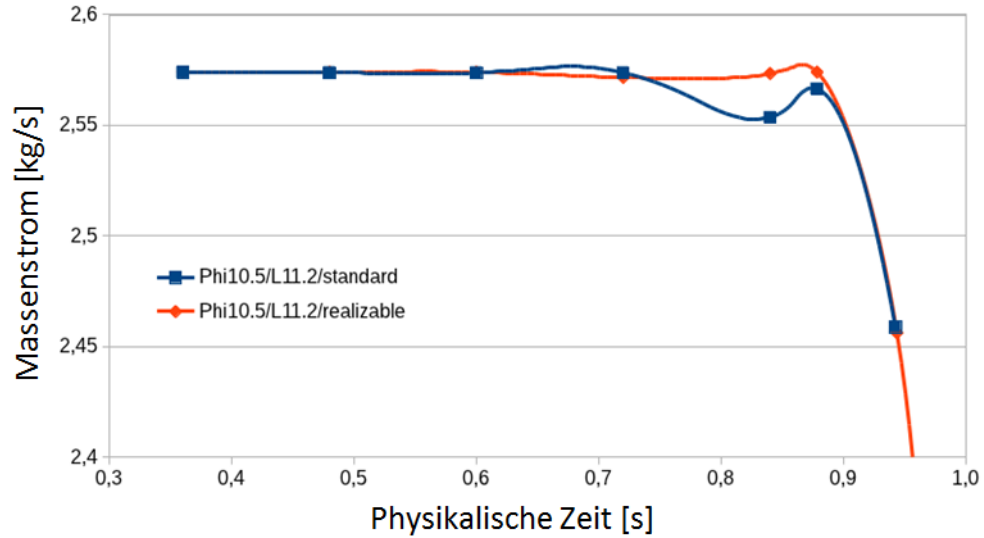


ABBILDUNG 4.33: Massenstrom des 2D Venturi-Rohres als Funktion von p_2/p_1 ; Standardkonfiguration; Vergleich von zwei Turbulenzmodellen.

sen, allerdings ist ein leichtes Einbrechen beider Massenströme bei Druckverhältnissen zwischen 0.7 und 0.84 zu sehen. Dieses Verhalten unterscheidet sich aber deutlich bei beiden Turbulenzmodellen. Bei den 2D Simulationen mit dem Realizable Turbulenzmodell ergibt sich nur ein leichter Einbruch bei $p_2/p_1 \approx 0.72$ sowie ein leichter Anstieg des Massenstromes bei einem Druckverhältnis von 0.88. Beim Standardmodell hingegen ist der Einbruch des Massenstromes wesentlich stärker ausgeprägt und zu einem etwas höheren Druckverhältnis verschoben. Anschließend steigt der Massenstrom bei $p_2/p_1 = 0.88$ noch einmal deutlich an, allerdings auf einen insgesamt niedrigeren Wert als beim Realizable-Modell. Nach $p_2/p_1 = 0.88$ fällt bei beiden Modellen der Massenstrom aufgrund der immer kleiner werdenden Druckdifferenz rapide ab.

Wie bereits in Kapitel 4.3.1 beschrieben, besteht eine große Ähnlichkeit zwischen den Strömungsverhältnissen in kavitierenden Düsen (CV) und kritisch durchströmten Venturi-Düsen (CFVN), die aus der Gasdurchflussmesstechnik bekannt sind. Die Verläufe des Massenströme in Abb. 4.33 sind ein weiteres Indiz dafür. Sie spiegeln ein Phänomen der CFVN's wieder, das sogenannte „unchoking“ des Massenstromes, wie in Abb. 4.34 zu sehen. Das „unchoking“ des Massenstromes resultiert bei CFVN's aus Schockwellen, die periodisch entgegengesetzt der Hauptströmungsrichtung durch den Hals wandern. Dadurch bricht in der Düse jedes mal für einen kurzen Augenblick die Durchflussbegrenzung zusammen, was zu einem geringeren, zeitlich gemittelten Massenstrom bei diesen Druckdifferenzen führt.

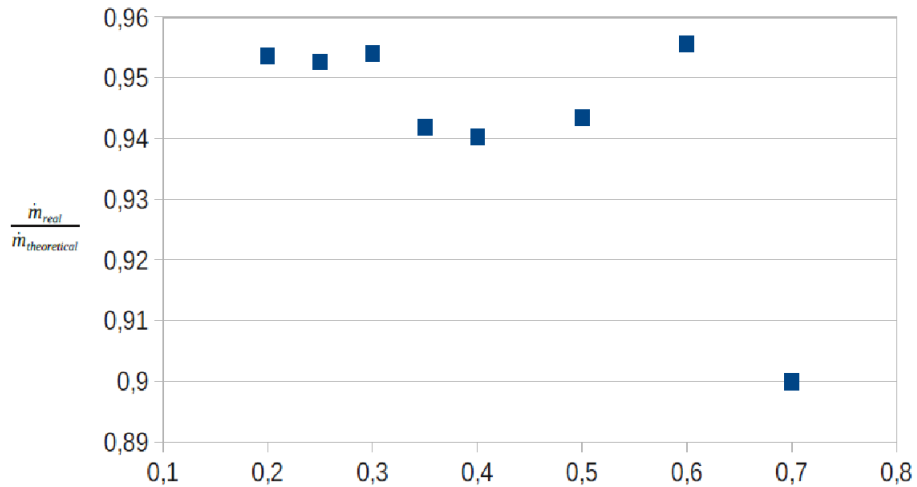


ABBILDUNG 4.34: Simulierter dimensionsloser Massenstrom im Hals einer ISO 9300 CFVN als Funktion von p_2/P_{01} [156].

Anhand der Abbildungen 4.7-4.10 wurde dieses Verhalten bereits für die in Abb. 4.33 angesprochene Druckdifferenz von 0.84 für das Standard Turbulenzmodell erläutert.

Zur weiteren Abschätzung des Turbulenzmodelleinflusses wird eine umfangreiche Untersuchung vieler, in CCM+ verfügbarer, Turbulenzmodelle, inklusive zahlreicher Zusatzmodelle, durchgeführt. Die Simulationen werden dabei jeweils für das selbe Rechnetz und immer für das Druckverhältnis $p_2/P_{01} = 0.732$ durchgeführt. Das Rechnetz ist das selbe wie bereits zu Beginn des Kapitels beschrieben, mit etwa 230000 Zellen. Alle Simulationen werden jeweils für einen physikalischen Zeitraum von 2 Sekunden durchgeführt. In Tabelle 4.6 sind die unterschiedlichen Turbulenzmodelle inklusive der jeweiligen Zusatzmodelle aufgelistet. Eine Beschreibung der untersuchten Turbulenzmodelle sowie der Zusatzmodelle ist in Kapitel 2.7 zu finden. Einzig die Option „Dampf als Idealgas“ soll an dieser Stelle kurz erläutert werden. Bei allen anderen Turbulenzmodellen steht für die erfolgreiche physikalische Modellierung der Dampfphase lediglich die Option eines inkompressiblen Fluides zur Verfügung. Nur beim $k-\omega$ -SST-Modell kann die Dampfphase auch erfolgreich als kompressibles, ideales Gas modelliert werden, wodurch die Dichte der Dampfphase nun über das ideale Gasgesetz mit dem Druck gekoppelt ist ⁶.

In den folgenden Diagrammen von Abb. 4.35 wird jeweils der zeitliche Verlauf des Massenstromes sowie des Dampfvolumens der unterschiedlichen Turbulenzsimulationen in einem einzigen Plot dargestellt. Dabei werden der besseren Sichtbarkeit halber die Achse jeweils so skaliert, dass der Bereich mit maximalem Massenstrom/Dampfvolumen optimal dargestellt wird. Aufgrund der teilweise großen Schwankungen im vorhergesagten Massenstrom, wie auch im Dampfvolumen für die unterschiedlichen Turbulenzmodelle

⁶Hierbei wird lediglich die Abhängigkeit der Dichte vom Druck erwähnt, da die Simulation weiterhin isotherm durchgeführt wird.

Nr.	Turbulenzmodell	Nr.	Turbulenzmodell
1	Standard k- ϵ	9	Realizable k- ϵ (8) + Curvature Correction
2	Standard k- ϵ + DCF	10	Standard k- ω
3	Standard k- ϵ + YAP-Korrektur	11	k- ω -SST
4	Standard k- ϵ + Realizability Option + YAP-Korrektur	12	k- ω -SST + Realizability Option + Compressibility Correction + Curvature Correction
5	Standard k- ϵ + Realizability Option + YAP-Korrektur + DCF	13	k- ω -SST + Realizability Option + Compressibility Correction + Curvature Correction + Dampf als Idealgas
6	V2F k- ϵ	14	Reynolds Stress Transport Model + Linear Pressure Strain
7	EB k- ϵ	15	Reynolds Stress Transport Model + Quadratic Pressure Strain
8	Realizable k- ϵ		

TABELLE 4.6: Auflistung der untersuchten Turbulenzmodelle sowie der verwendeten Zusatzmodelle.

wird in den Abbildungen auf eine einheitliche Skalierung beider Achsen verzichtet. Andernfalls wären die relativ kleinen Schwankungen der Werte innerhalb einer Simulation nicht darstellbar.

Zur besseren Quantifizierung der Ergebnisse aus Abb. 4.35 sind in Tabelle 4.7 noch einmal wichtige Parameter ausgewertet. Darunter der zeitlich gemittelte Massenstrom $\overline{\dot{m}}$ sowie dessen durchschnittliche absolute Abweichung $\Delta\dot{m}$, das zeitlich gemittelte Dampf-volumen \overline{V}_v sowie dessen durchschnittliche absolute Abweichung ΔV_v , die dominante Frequenz der periodischen Schwankungen des Dampf-volumenanteils f_v und die maximale Länge der Kavitationsblase bezogen auf den Halsdurchmesser $L_{cav_{max}}$. Die zeitlichen Mittelwerte sind jeweils das arithmetische Mittel der Werte aus der letzten Sekunde von den insgesamt 2 s physikalisch simulierter Zeit. Die durchschnittliche absolute Abweichung wird mit der Formel $\frac{1}{n} \sum |x - \bar{x}|^7$ für den selben Zeitraum berechnet. Die Länge der Kavitationsblase wird durch die Auswertung des Dampf-volumenanteils α an der Wand ermittelt. Die Frequenz f_v ergibt sich aus einer FFT-Analyse des zeitlichen Verlaufs des gesamten Dampf-volumens.

Für Simulation Nr. 9, unter Verwendung des Realizable k- ϵ -Modells mit dem Zusatzmodell „Curvature Correction“, ergab die FFT-Analyse lediglich ein statisches Rauschen mit

⁷Mit n als der Anzahl der Messwerte, x dem jeweiligen Messwert und \bar{x} als dem arithmetischen Mittelwert aller Messwerte

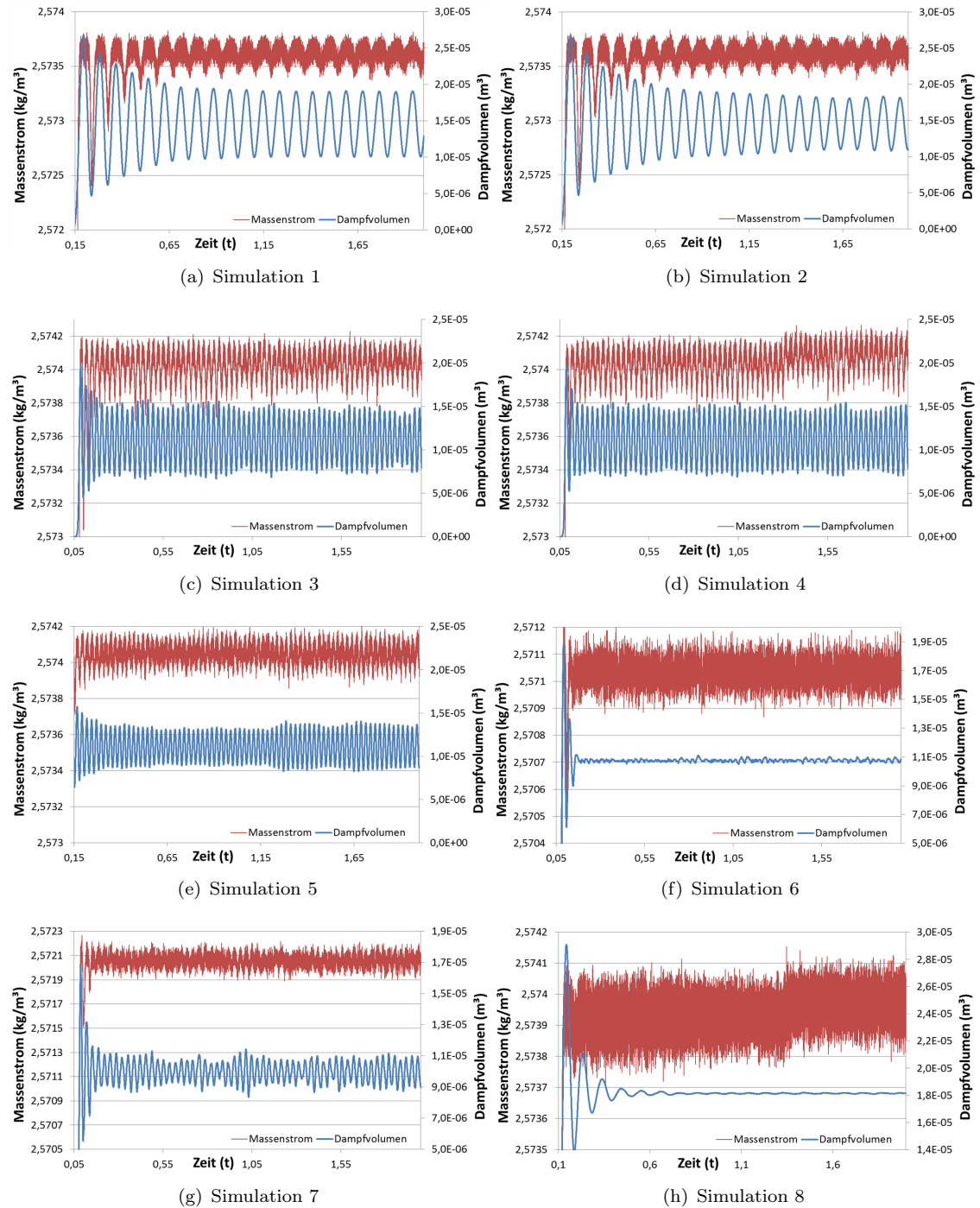


ABBILDUNG 4.35: Vergleich des zeitlichen Verlaufes des Dampfvolumens und des Massenstromes bei unterschiedlichen Turbulenzmodellen.

Frequenzen von 2000 Hz und mehr, weshalb in Tab. 4.7 keine Wert eingetragen wurde.

Für die unterschiedlichen Turbulenzmodelle ergibt die zeitliche Auswertung eine ganze Bandbreite an unterschiedlichen Ergebnissen. Zwar sind innerhalb eines Turbulenzmodells die Ergebnisse oft ähnlich, aber auch hier zeigen einige Zusatzmodelle einen sehr

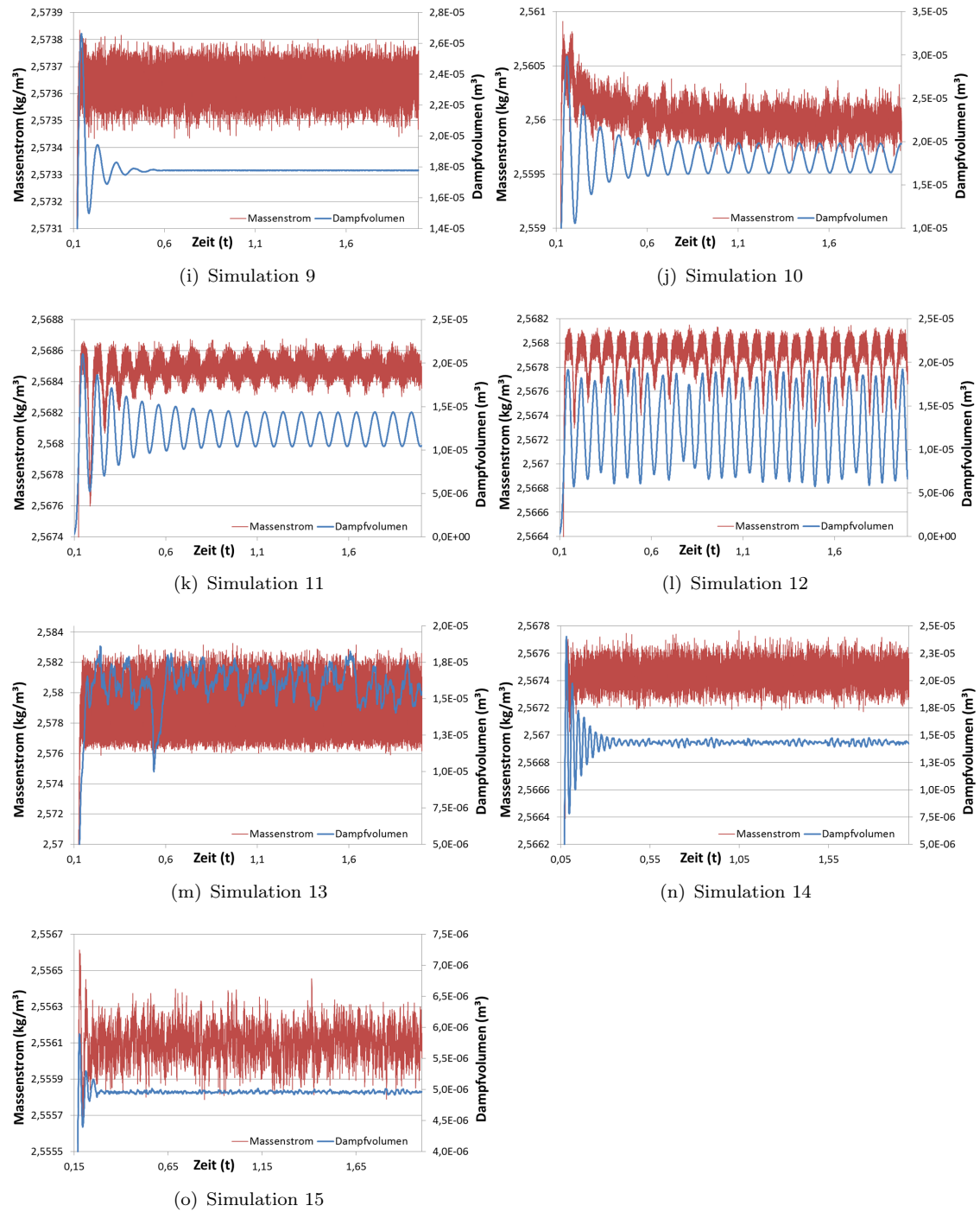


ABBILDUNG 4.35: Vergleich des zeitlichen Verlaufes des Dampfvolumens und des Massenstromes bei unterschiedlichen Turbulenzmodellen.

großen Einfluss auf das dynamische Verhalten des Massenstromes und der Kavitationsblase, wie bereits ein einfacher Blick auf die Diagramme von Abb. 4.35 verdeutlicht. Im folgenden sollen die Ergebnisse der unterschiedlichen Turbulenzmodelle diskutiert werden.

Nr.	\bar{m} [kg/s]	$\Delta\bar{m}$ [10^{-5} kg/s]	\bar{V}_v [10^{-5} m ³]	ΔV_v [10^{-6} m ³]	f_v [Hz]	$L_{cav_{max}}$
1	2.5736	5.8419	1.4362	3.0126	11.68	2.5075
2	2.5736	5.3347	1.4383	2.4388	10.99	2.4605
3	2.5740	5.8840	1.1129	2.2118	35.76	2.4605
4	2.5741	6.7356	1.1129	2.3397	35.41	2.1865
5	2.5740	3.9989	1.1089	1.5767	39.53	2.0935
6	2.5710	3.4283	1.0761	0.0780	30.99	1.9655
7	2.5720	3.7649	0.9982	0.5829	29.59	1.9595
8	2.5739	5.1100	1.8146	0.0235	9.99	2.6405
9	2.5736	4.8244	1.7777	0.0029	-	2.6205
10	2.5599	7.7724	1.8192	1.0971	8.99	2.6076
11	2.5688	4.5088	1.2270	1.2894	9.62	2.1666
12	2.5679	11.2783	1.2589	3.6455	13.45	2.3605
13	2.5787	132.482	1.5949	0.7188	8.99	2.2735
14	2.5674	6.7591	1.4337	0.1161	32.98	2.2265
15	2.5561	6.7346	0.4960	0.0135	30.99	1.4515

TABELLE 4.7: Zeitliche Auswertungen der Turbulenzmodelluntersuchungen.

Simulation Nr. 1:

Ausgehend von Simulation Nr. 1 ergibt sich mit dem Standard k- ϵ -Modell ein relativ konstanter Massenstrom mit einer periodisch stabil schwankenden Kavitationsblase, zu sehen in Abb. 4.35(a). Die maximale Änderung des Dampf Volumens ΔV_v ist nach Tabelle 4.7 die zweit höchste von allen untersuchten Modellen und erfolgt mit einer Frequenz von 11.68 Hz. Die Kavitationsblase unterliegt also sehr großen, aber dafür langsamen, Längenänderungen.

Simulation Nr. 2:

Die oftmals verwendete „Density Correction Function“ (DCF), die in Simulation Nr. 2 eingefügt wurde, ändert nur wenig am ursprünglichen Verhalten des Standard k- ϵ -Modells, wie schon ein Vergleich von Abb. 4.35(a) und 4.35(b) zeigt. Tabelle 4.7 verdeutlicht weiterhin, dass der zeitlich gemittelte Massenstrom gleich und auch das zeitlich gemittelte Dampf volumen ähnlich bleiben. Allerdings verringern sich die Schwankungen des Dampf volumens, bei einer gleichzeitig minimalen Verringerung der Frequenz. Die maximale Länge der Kavitationsblase ist dadurch leicht verkürzt.

Simulation Nr. 3:

Die Verwendung der YAP-Korrektur in Kombination mit dem Standard k- ϵ -Modell zeigt hingegen einen enormen Einfluss auf das periodische Verhalten der Kavitationsblase (Abb. 4.35(c)). So hat sich nach Tab. 4.7 bei Simulation Nr. 3 die Frequenz der periodischen Schwankungen mit 35.76 Hz im Vergleich zu Simulation Nr. 1 und 2 mehr als verdreifacht. Lediglich das zeitlich gemittelte Dampf volumen hat sich hierbei leicht verringert, jedoch im Vergleich zu Simulation Nr. 2 bei gleich bleibender Länge der

Kavitationsblase. Die Blase ist dementsprechend mit weniger Dampf angereichert, was vermutlich auf die deutlich kürzere Lebensdauer der Kavitationsblase zurück zu führen ist.

Simulation Nr. 4:

Die zusätzliche Verwendung der Realizability Option in Verbindung mit der YAP-Korrektur aus Simulation Nr. 3 verringert lediglich die maximale Länge der Kavitationsblase, alle anderen Parameter bleiben relativ konstant. Lediglich die Schwankungen des Massenstromes sind erhöht, was sich jedoch kaum auf den zeitlich gemittelten Massenstrom auswirkt.

Simulation Nr. 5:

Überraschenderweise hat die DCF, in Kombination mit der YAP-Korrektur und der Realizability Option, einen wesentlich größeren Einfluss auf die Dynamik der Kavitationsblase und das gleich in mehrfacher Hinsicht. So bleibt nach Tab. 4.7 der zeitlich gemittelte Massenstrom im Vergleich zu den vorherigen Simulationen mit dem Standard k - ϵ -Modell ähnlich, allerdings verringert sich die maximale Schwankung des Massenstromes deutlich. Auch das Dampfvolumen ist noch einmal leicht reduziert, bei einer gleichzeitig deutlich reduzierten maximalen Schwankung des Dampfvolumens. Dadurch ist ebenfalls die maximale Länge der Kavitationsblase verringert, bei einer auf 39.53 Hz vergrößerten Frequenz der periodischen Schwankungen.

Simulation Nr. 6:

Das V2F k - ϵ -Modell zeigt im Bezug auf die zeitlich gemittelten Werte ein ähnliches Verhalten wie Simulation Nr. 5, auch wenn ein Blick auf Abb. 4.35(e) zunächst etwas anderes vermuten lässt. Lediglich der zeitlich gemittelte Massenstrom ist bei diesem Modell merkbar um etwa 0.1%, bezogen auf die vorherigen Simulationen, verringert. Allerdings ändert sich das Dampfvolumen während der periodischen Schwankungen nur sehr wenig, so dass sich auch nur eine sehr geringe Längenänderung während einer Periode ergibt. Die Frequenz der periodischen Schwankungen liegt mit 30.99 Hz wieder etwas tiefer.

Simulation Nr. 7:

Das zweite drei-Gleichungsmodell, das EB- k - ϵ -Modell, ergibt nach Tab. 4.7 und bezogen auf Simulation Nr. 6, sehr ähnliche zeitlich gemittelte Resultate. Allerdings ist das Dampfvolumen noch einmal minimal verringert, weist dafür aber wieder deutlich höhere Schwankungen auf. Die Frequenz sowie maximale Ausdehnung sind wiederum leicht verringert.

Simulation Nr. 8:

Das Realizable k - ϵ -Modell, zu sehen in Abb. 4.35(h), zeigt wiederum erhöhte Schwankungen im Massenstrom. Weiterhin bildet sich hier die Kavitationsblase mit der längsten maximalen Ausdehnung aus. Diese unterliegt aber nur sehr geringen zeitlichen Schwankungen, bezogen auf das Dampfvolumen, mit einer Frequenz von 9.99 Hz . Der zeitlich gemittelte Massenstrom entspricht denen der Standard k - ϵ -Modelle von Simulation 1-5.

Simulation Nr. 9:

Die zusätzliche Verwendung der Curvature Correction im Realizable k - ϵ -Modell sorgt dafür, dass das Dampfvolumen mehr oder weniger konstant bleibt, zu sehen in Abb. 4.35(i). Dabei unterliegt es aber dennoch stochastischen Schwankungen mit einer sehr hohen Frequenz von etwa 2000 Hz .

Simulation Nr. 10:

Unter Verwendung des Standard k - ω -Modells zeigt sich ein stark abweichendes Verhalten in der zeitlichen Entwicklung des Massenstromes, wie in Abb. 4.35(j) zu sehen ist. Nur bei diesem Modell wird der maximale Massenstrom beim Einsetzen der Durchflussbegrenzung zunächst überschätzt und verringert sich mit der Zeit auf ein konstantes Niveau. Im Vergleich zu den vorherigen k - ϵ -Modellen ist der zeitlich gemittelte Massenstrom um etwa 0.5% geringer, bei gleichzeitig deutlich größeren zeitlichen Schwankungen. Das Dampfvolumen ist trotz des geringeren Massenstromes das größte von allen untersuchten Modellen, unterliegt jedoch nur mittleren Schwankungen mit der niedrigsten ermittelten Frequenz von 8.99 Hz .

Simulation Nr. 11:

Das k - ω -SST-Modell, ohne Verwendung von Zusatzmodellen, erzeugt eine ähnliche Dynamik wie auch das Standard k - ϵ -Modell (s. Abb. 4.35(k)). Weiterhin ist der Massenstrom wieder, im Vergleich zu Simulation Nr. 10, leicht erhöht, bei deutlich geringeren Schwankungen. Das Dampfvolumen ist, bezogen auf Simulation Nr. 10, deutlich geringer, mit leicht erhöhter Schwankung und Frequenz, jedoch deutlich verkürzter maximaler Blasenlänge.

Simulation Nr. 12:

Die zusätzliche Verwendung der Realizability Option, Compressibility Correction und Curvature Correction resultiert in einem, im Vergleich zu Simulation Nr. 11, nur leicht verringerten, zeitlich gemittelten Massenstrom, gleichzeitig jedoch in höheren Massensstromschwankungen. Gleiches gilt auch für die Schwankungen im Dampfvolumen, die leicht erhöht sind, bei einer ebenfalls um etwa 4 Hz erhöhten Frequenz. Vergleicht man Abb. 4.35(l) und 4.35(k) fällt beim Einsetzen der Durchflussbegrenzung weiterhin auf, dass in den ersten Zyklen der Massenstrom bei Simulation Nr. 12 nicht so stark einbricht

wie bei Simulation Nr. 11. Dadurch entwickelt sich schneller ein zeitlich konstanter Massenstrom, so dass quasi direkt ab Beginn der Durchflussbegrenzung zeitlich gemittelt werden könnte.

Simulation Nr. 13:

Wird die Dampfphase nicht als inkompressibles Gas, sondern als kompressibles, ideales Gas modelliert, resultiert dies in einem völlig anderen Verhalten des Massenstromes und Dampf Volumens. Wie in Abb. 4.35(m) zu sehen, entwickelt sich nicht mehr ein streng periodisch schwankendes Dampf volumen, sondern ein eher chaotisches Verhalten. Die Frequenzanalyse zeigt aber, dass dieses trotz eines breiten Frequenzspektrums eine Hauptfrequenz von 8.99 Hz aufweist. Auch wenn die Schwankungen im Dampf volumen ein recht chaotisches Verhalten aufweisen, sind diese doch sehr gering, wie Tab. 4.7 zeigt. Der zeitlich gemittelte Massenstrom ist der größte aller Modell und liegt etwa 0.15% über den Standard $k-\epsilon$ -Simulationen. Weiterhin unterliegt dieser den mit Abstand größten Schwankungen aller untersuchten Modelle.

Simulation Nr. 14:

Die Simulation mit dem RST-Modell mit linearer Modellierung der Druckspannungen erzeugt ein ähnliches, zeitlich gemitteltes Dampf volumen wie Simulation Nr. 1 und 2, jedoch mit deutlich geringerer Schwankung im Dampf volumen, bei einer gleichzeitig drei mal so hohen Frequenz von 32.98 Hz . Abb. 4.35(n) zeigt, dass die Amplitude der Schwankungen des Dampf volumens sehr schnell abklingt, aber dennoch einige Zyklen benötigt um einem stationären Mittelwert entgegen zu streben.

Simulation Nr. 15:

Die Verwendung der quadratischen Modellierung der Druckspannungen erzeugt das mit Abstand kleinste Dampf volumen mit der kürzesten maximalen Ausdehnung der Kavitationsblase. Das Dampf volumen schwankt nur minimal, jedoch mit einer Frequenz von knapp 31 Hz . Ein Vergleich mit Abb. 4.35(n) zeigt ein global ähnliches Verhalten des Dampf volumens.

Zusammenfassend lassen sich damit folgende Tendenzen unter Verwendung von spezifischen Turbulenzmodellen bzw. Zusatzmodellen erkennen:

Massenstrom:

Im zeitlich gemittelten Massenstrom ergeben sich bei fast allen Modellen sehr ähnliche Werte. Lediglich drei Modelle fallen hier aus dem Rahmen. So ergeben sich mit dem Standard $k-\omega$ (Sim 10) und dem quadratischen RST-Modell (Sim 15) jeweils etwa um 0.5% geringere Massenströme. Bei der Modellierung der Dampfphase als kompressibles, ideales Gas (Sim 13) ist der zeitlich gemittelte Massenstrom zwar nur um etwa 0.15% erhöht, jedoch sind die Schwankungen um den Mittelwert die mit Abstand größten.

Dampfvolumen:

Für die Auswertungen bezüglich des Dampfvolumens sind die Ergebnisse leider nicht mehr ganz so homogen. Hier haben gleich mehrere Modelle einen erheblichen Einfluss auf die zeitliche Entwicklung sowie auf zeitlich gemittelte Werte. Bezüglich des zeitlich gemittelten Dampfvolumens ergibt das quadratische RST-Modell (Sim 15) das geringste Dampfvolumen mit der geringsten maximalen Ausdehnung, wohingegen das Realizable $k-\epsilon$ (Sim 8 u. 9) und das Standard $k-\omega$ -Modell (Sim 10) das größte Dampfvolumen mit der längsten Kavitationsblase erzeugen. Bezüglich der periodischen Schwankung der Kavitationsblase ergeben sich in den Simulationen entweder Frequenzen im Bereich von 9-13 Hz oder 30-35 Hz . Einen sehr großen Einfluss hat hier die YAP-Korrektur (Sim 3-5), die innerhalb des Standard $k-\epsilon$ -Modells die Frequenz mehr als verdreifacht. Ähnlich hohe Frequenzen ergeben sich sonst nur mit den komplexeren drei-Gleichungsmodellen (Sim 6 u. 7) und den RST-Modellen (Sim 14 u. 15).

Weiterhin entwickelt sich lediglich unter Verwendung der Curvature Correction mit dem Realizable-Modell (Sim 9) eine nahezu statische Kavitationsblase.

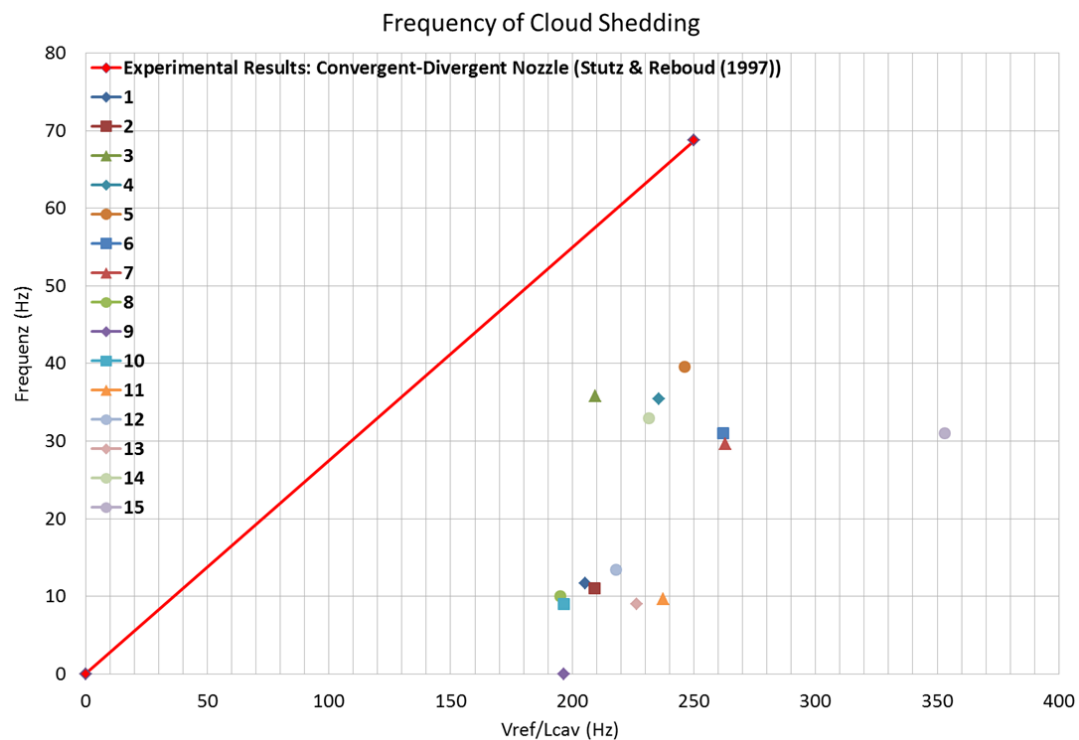


ABBILDUNG 4.36: Frequenz der periodischen Kavitationsblasenbewegung als Funktion von V_{ref}/L_{cav} ; Vergleich von 2D Simulationsergebnissen bei unterschiedlicher Turbulenzmodellierung mit Messwerten von STUTZ und REBOUD [152].

In Kapitel 4.4 wird bereits eine Auswertung bezüglich der Frequenz der Schwankungen des Dampfvolumens in Bezug auf die maximale Länge der Kavitationsblase gezeigt. In gleicher Weise sind in Abb. 4.36 die Simulationen aus Tabelle 4.6 ausgewertet. Zu sehen

sind weiterhin die bereits erwähnten experimentellen Ergebnisse von STUTZ und REBOUD als Referenzwerte [152].

Deutlich zu erkennen ist die schlechte Übereinstimmung aller 2D Ergebnisse mit den zur Verfügung stehenden Messergebnissen. Wie auch schon bei der Auswertung des Dampf-volumens lassen sich hier die Ergebnisse wieder in zwei Gruppen einordnen. Basierend auf der ermittelten Frequenz ergeben sich zwei Punktwolken, einmal für die Frequenzen im Bereich von 9-13 Hz und einmal im Bereich von 30-35 Hz . Lediglich Simulation Nr. 15 liegt weiter Abseits, hier ist die ermittelte maximale Länge der Kavitationsblase deutlich geringer, wodurch sich die große Abweichung ergibt.

Allerdings liegen selbst die Simulationen mit erhöhter Frequenz deutlich unterhalb der experimentell ermittelten Werte, so dass die 2D Simulationen, auch mit deutlich besserer Grenzschichtauflösung, nicht in der Lage sind die Ablösefrequenz, bzw. die Dynamik der Kavitationsblase, korrekt vorher zu sagen.

Als weitere Untersuchung soll die Auswirkung des Turbulenzmodells auf das numerisch ermittelte Geschwindigkeitsprofil im Halsbereich gezeigt werden. Dafür wird zunächst am Halsanfang und -Ende für jeden zweiten numerischen Zeitschritt das Profil entlang einer Linie mit 278 Punkten von der Düsenwand bis zur Düsenmitte ermittelt. Die Position der Auswertungsebene am Halsanfang liegt 1 mm hinter dem Beginn des zylindrischen Halsbereiches, die Position am Halsende 10 mm hinter dem Düsenhalsbeginn. Die so erhaltenen Geschwindigkeitsprofile werden anschließend wiederum für die letzte, simulierte Sekunde gemittelt.

In Abb. 4.37 und 4.38 sind die Profile jeweils entlang der rot gekennzeichneten Linie gezeigt. Für beide Positionen lassen sich in dieser Art der Darstellung lediglich im wand-nahen Bereich $< 1\text{ mm}$ Unterschiede in den zeitlich gemittelten Profilen feststellen. Allgemein stimmen die ermittelten Geschwindigkeitsprofile mit Untersuchungen an kavitierenden Einspritzdüsen überein, die ein ähnliches Verhalten zeigen [157].

Erst in den halb-logarithmischen Darstellungen in Abb. 4.39 und 4.40 werden vor allem in Wandnähe teilweise große Unterschiede im zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofil sichtbar. Die erste Zelle an der Wand hat eine Höhe von etwa $1.5 \cdot 10^{-5}\text{ mm}$, der erste Auswertungspunkt liegt allerdings erst bei $7.5 \cdot 10^{-5}\text{ mm}$, so dass in unmittelbarer Wandnähe das ermittelte Profil zu früh endet.

In den Abb. 4.39 und 4.40 fällt jedoch als erstes auf, dass keines der Geschwindigkeitsprofile zur Wand hin gegen die Geschwindigkeit Null zu tendieren scheint, auch wenn die Strömungsgeschwindigkeit direkt an der Wand (Wandabstand = 0 mm) natürlich aufgrund der Haftungsbedingung 0 m/s beträgt. Vielmehr wird der Eindruck erweckt, dass die Wandgeschwindigkeit gegen Werte zwischen 1 - 2.5 m/s konvergiert. Dieser Eindruck kommt aber lediglich durch die halb-logarithmische Darstellung zu Stande, da sich der Nullpunkt der Ordinate nun im Unendlichen befindet und sich die Geschwindigkeit nur

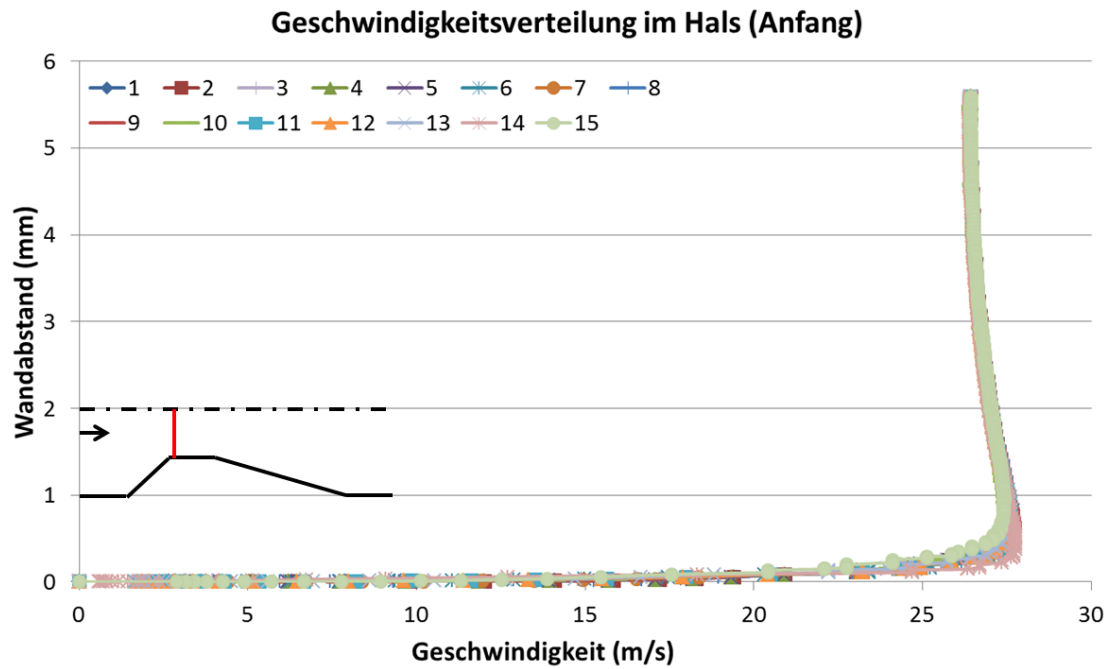


ABBILDUNG 4.37: Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsprofile am Halsanfang; Position der Auswertungsebene 1 mm hinter dem Beginn des zylindrischen Halsbereiches.

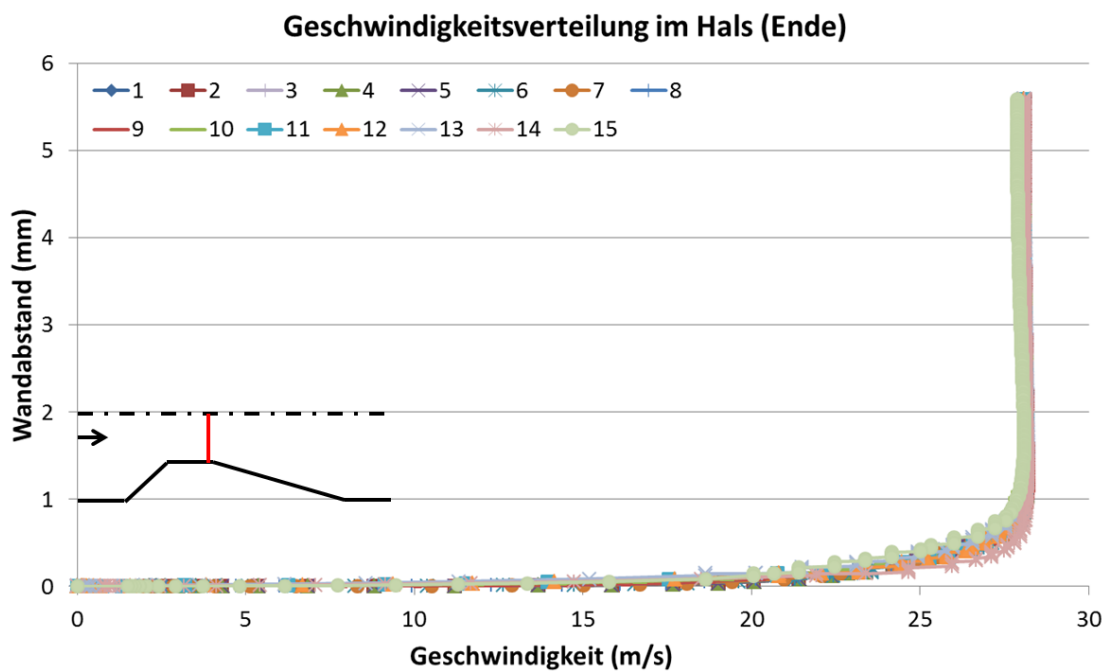


ABBILDUNG 4.38: Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsprofile am Halsende; Position der Auswertungsebene 10 mm hinter dem Beginn des zylindrischen Halsbereiches.

asymptotisch Null annähert, wie Abb. 4.41 verdeutlicht. Hier wurde zusätzlich die Geschwindigkeit sehr nahe der Wand (Wandabstand = $1 \cdot 10^{-31}$ mm) gleich Null gesetzt um diesen Effekt zu verdeutlichen.

Neben den Geschwindigkeitsprofilen in Abb. 4.39 und 4.40 kennzeichnet die gestrichelte

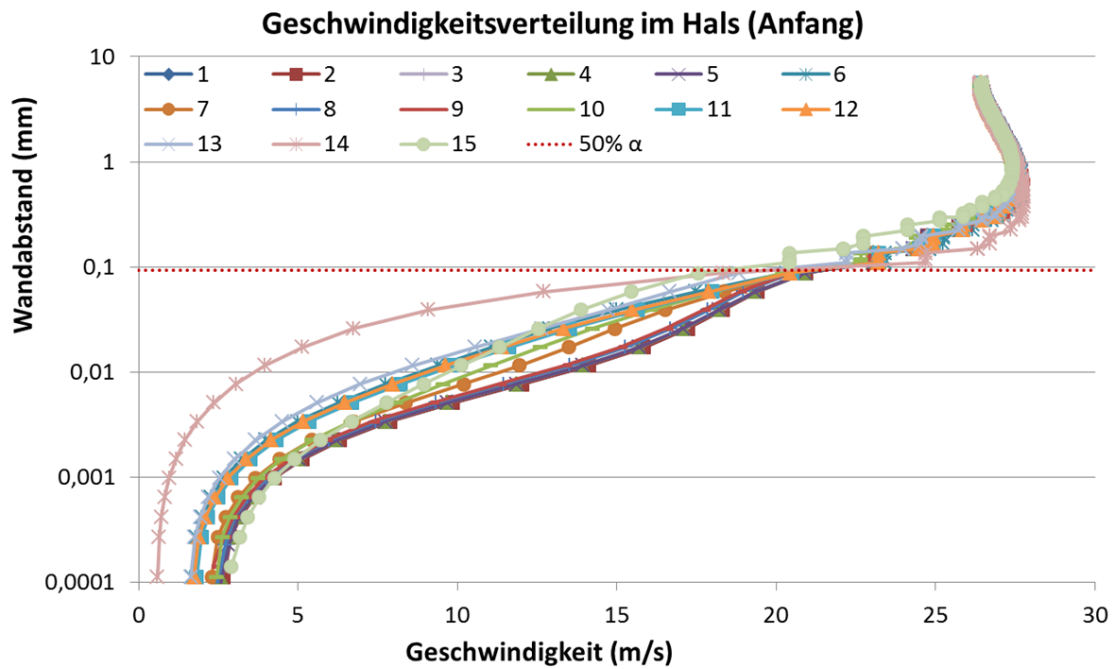


ABBILDUNG 4.39: Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsprofile am Halsanfang (log-Darstellung), gestrichelte Linie markiert die Position der Phasengrenze mit $\alpha_v = 0.5$.

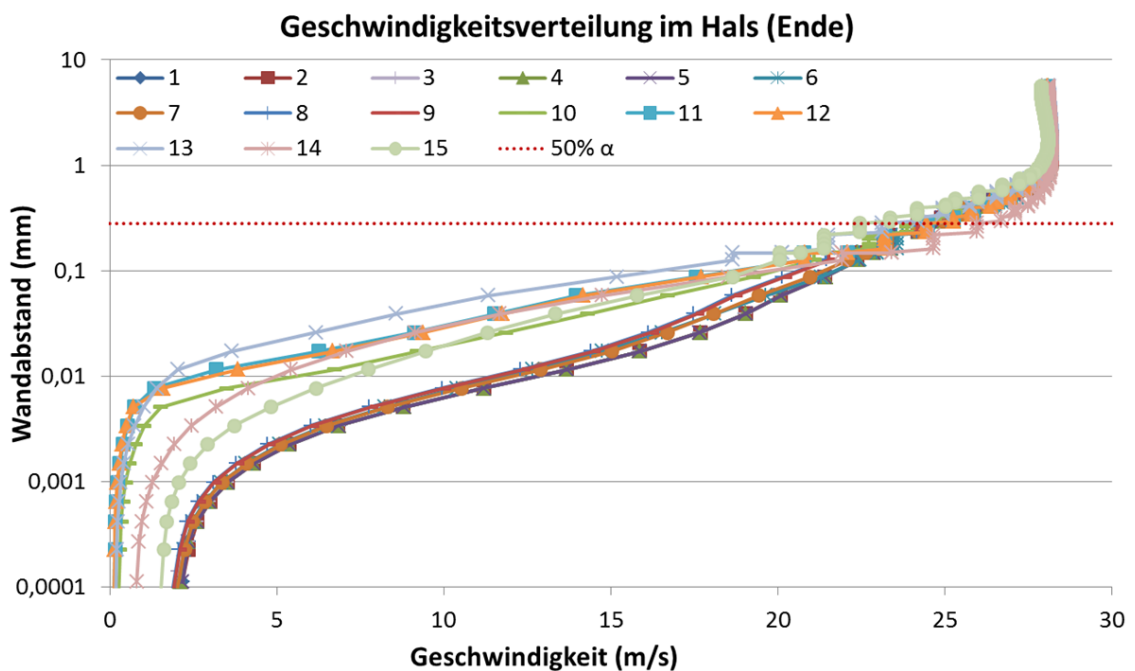


ABBILDUNG 4.40: Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsprofile am Halsende (log-Darstellung), gestrichelte Linie markiert die Position der Phasengrenze mit $\alpha_v = 0.5$.

Linie (50% α) jeweils den Wandabstand der Phasengrenze bei einem Dampfvolumenanteil von 50%. Die markierte Position stellt dabei den Mittelwert aller 15 Simulationen dar. Sowohl am Halsanfang als auch am Halsende liegt die Phasengrenze noch sichtbar innerhalb der Grenzschicht und damit in einem Geschwindigkeitsbereich unterhalb der nicht kavitierenden Kernströmung.

Die Unterschiede im Grenzschichtbereich für die verschiedenen Turbulenzmodelle sind am Halsanfang relativ gering. Hier kristallisieren sich in Abb. 4.39 zwei leicht abweichende Vorhersagen heraus. So sind die zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofile der Modelle 6, 11, 12 und 13 praktisch identisch und tendieren zu etwas kleineren Grenzschichtgeschwindigkeiten hin. Die restlichen Modelle tendieren eher zu etwas höheren Grenzschichtgeschwindigkeiten. Die Ausnahme bilden die Modelle 14 und 15, die sehr große Unterschiede durch die lineare, bzw. quadratische Modellierung der Druckspannungen im RST-Turbulenzmodell zeigen. Bei der linearen Modellierung in Simulation Nr. 14 wird die mit Abstand geringste zeitlich gemittelte Geschwindigkeit im Grenzschichtbereich ermittelt. Interessanterweise ergeben sich bei Wandabständen von 0.1 - 1 mm höhere Geschwindigkeiten, vermutlich aus Kontinuitätsgründen. Genau anders herum verhält sich das Geschwindigkeitsprofil mit quadratischer Modellierung der Druckspannungen im RST-Modell. Hier werden bei Wandabständen von 0.1 - 1 mm, im Vergleich zu den anderen Modellen, die geringsten Geschwindigkeiten ermittelt, während die Geschwindigkeit zur Wand hin die höchste ist.

Bis auf Modell Nr. 14 liegen die Geschwindigkeitsprofile jedoch alle sehr nahe beieinander. Dies ändert sich aber bei der Betrachtung der zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofile am Halsende in Abb. 4.40. Hier erkennt man wesentlich größere Unterschiede in den vorhergesagten Geschwindigkeitsprofilen in Wandnähe.

So zeigen jetzt die Modelle 10, 11, 12 und 13 eine große Übereinstimmung und tendie-

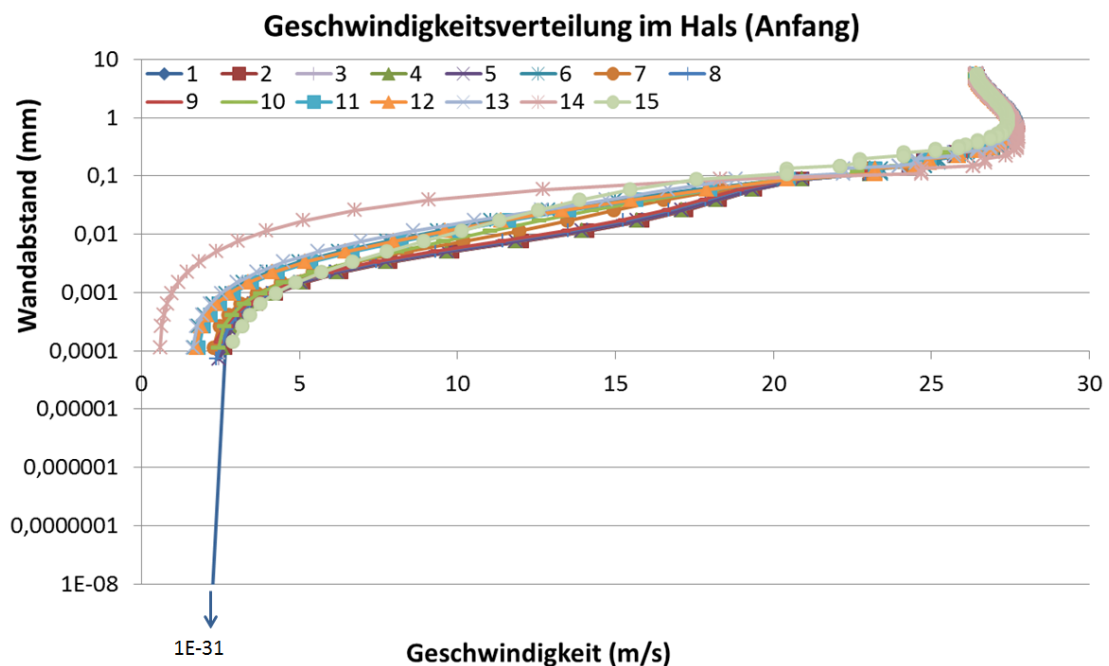


ABBILDUNG 4.41: Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsprofile am Halsende (log-Darstellung)

ren zu sehr kleinen zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten in Wandnähe, wohingegen die

restlichen Modelle einheitlich höhere Geschwindigkeiten in der Grenzschicht prognostizieren. Zwischen diesen beiden Vorhersagen liegen die Profile der RST-Modelle.

Im Prinzip tendieren die $k\text{-}\omega$ -SST Turbulenzmodelle eher zu niedrigeren Grenzschichtgeschwindigkeiten in der Kavitationsblase, wohingegen die $k\text{-}\epsilon$ -Modelle eher etwas höhere Grenzschichtgeschwindigkeiten in der Kavitationsblase vorhersagen. Die RST-Modelle und auch das Standard $k\text{-}\omega$ -Modell zeigen hingegen kein einheitliches Verhalten. Dabei sollte gerade das RST-Modell in der Lage sein die Anisotropie der Turbulenz, die im Endbereich der Kavitationsblase unvermeidlich auftritt ⁸, besser zu erfassen [116]. Das stark unterschiedliche Verhalten der beiden RST-Modelle lässt daran allerdings Zweifel aufkommen, obwohl dies vielleicht auch auf die stark vereinfachte 2D-Strömung zurück zu führen ist.

Die Unterschiede in den vorhergesagten Grenzschichtgeschwindigkeiten kommen dabei nicht durch eine höhere Frequenz der Kavitationsblase und damit ein häufigeres Auftreten des Re-entrant Jets zu Stande, ansonsten müssten Modell 3-7 in Abb. 4.40 ebenfalls zu geringeren Geschwindigkeiten hin tendieren. Die Ursache dafür ist, dass der Re-entrant Jet nur ein sehr kurzzeitiges Ereignis ist und sich die Strömung sehr schnell wieder reorientiert, nachdem der Re-entrant Jet die Auswertungsebene passiert hat. Allerdings könnte der Einfluss des Re-entrant Jets in den gezeigten Untersuchungen dadurch unterschätzt worden sein, dass lediglich zu jedem zweiten numerischen Zeitschritt ein Geschwindigkeitsprofil ausgelesen wurde.

Die Modellierung der wandnahen Geschwindigkeit in kavitierenden Strömungen über die üblichen Wandgesetze (s. Kapitel 2.7) hat sich bereits in unterschiedlichen numerischen Studien bewährt [7, 55, 158]. Allerdings ist dem Autor keine Arbeit bekannt, in dem das Geschwindigkeitsprofil der kavitierenden Strömung in der halb-logarithmischen Darstellung hochauflösend im Wand-nahen Bereich gezeigt wird. Dies mag aber auch daran liegen, dass in vielen numerischen Studien zu kavitierenden Strömungen oftmals Rechenetze mit y^+ -Werten über 30 verwendet werden.

Ähnliche Untersuchungen bezüglich des Geschwindigkeitsprofils bei unterschiedlichen Turbulenzmodellen wurden bereits von MARGOT ET AL. an kavitierenden Einspritzdüsen (Winklhofer - Düse „J“) durchgeführt. Hierfür wurde die ebenfalls von cd-adapco stammende, kommerzielle CFD-Software STAR-CD (2008) genutzt, in welcher das gleiche Kavitationsmodell implementiert ist wie in CCM+. Die von MARGOT ET AL. berechneten Geschwindigkeitsprofile zeigten lediglich eine Abweichung von 2% zu gemessenen Profilen, wobei das $k\text{-}\epsilon$ -„low Reynolds number“-Modell die geringsten Abweichungen aufwies. Dieses wurde ebenfalls mit dem „all y^+ “-Modell für die Wand-nahe Berechnung des Geschwindigkeitsprofils verwendet, wobei leider keine Aussage zu den auftretenden y^+ -Werten gemacht wird [7].

⁸An dieser Stelle sei auch auf die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen aus Kap. 5.2.3 verwiesen.

GONCALVES ET AL. nutzen in ihrer Untersuchung einen in-house Code für die Validierung des two-layer Ansatzes bei verschiedenen Turbulenzmodellen und unterschiedlich feiner Grenzschichtauflösung an einer Venturi-Konfiguration mittels Messdaten [158]. Die lineare Beziehung der viskosen Unterschicht wird sogar bis zu y^+ -Werten von 11.13 eingesetzt, und erst danach das logarithmische Wandgesetz. Die gemessenen Geschwindigkeitsprofile und die numerisch ermittelten Profile weichen dabei teilweise erheblich voneinander ab. Vor allem bei Netzen mit y^+ -Werten über 15 wird, unabhängig vom Turbulenzmodell, der Re-entrant Jet praktisch nicht mehr vorhergesagt. Dies widerspricht deutlich der oftmals angewendeten Nutzung des logarithmischen Wandgesetzes mit einer Vernetzung für y^+ -Werte über 30 um instationäre Kavitationsphänomene numerisch aufzulösen.

Generell erweist sich der Vergleich der numerisch ermittelten Geschwindigkeitsprofile mit experimentellen Werten aus der unmittelbaren Wandnähe durch die instationäre Zweiphasen-Strömung als überaus schwierig [158]. Jedwede Messsonde stört im Prinzip in unbekanntem Maße die Zweiphasen-Strömung, sodass die Messwerte an sich in unbekanntem Maße fehlerbehaftet sind.

Wie die Untersuchungen zeigen, ist der Einfluss des Turbulenzmodells auf die Vorhersage des Kavitationsverhaltens enorm. Dies wird auch von anderen Untersuchungen gestützt [105, 158–160]. Dadurch erschwert sich jedoch die Wahl einer „korrekten“ Simulationsumgebung. Auch der Vergleich zwischen unterschiedlichen Studien wird dadurch deutlich erschwert, vor allem weil zusätzlich auch oftmals unterschiedliche Kavitationsmodelle verwendet werden, von denen es beinahe eben so viele wie Turbulenzmodelle gibt. Wie in mehreren numerischen Studien gezeigt wird, ist der Einfluss des Kavitationsmodells auf das Erscheinungsbild der Kavitation ebenfalls erheblich [101, 111, 161]. Die unzähligen Kombinationsmöglichkeiten erklären vermutlich die Uneinigkeit in numerischen Untersuchungen zur Kavitation bezüglich der Wahl des Kavitations- und des Turbulenzmodells. Hinzu kommt die Vielzahl an empirischen Konstanten, mit der praktisch jede Kombination anhand von Messdaten auf die Vorhersage der korrekten Ergebnisse getrimmt werden kann. Dies haben auch die Untersuchungen von MORGUT ET AL. verdeutlicht, in denen die Parameter von unterschiedlichen Kavitationsmodellen durch Optimierungsalgorithmen so angepasst wurden, dass alle Kavitationsmodelle in der Lage waren die experimentellen Werte zu reproduzieren und damit schlussendlich sehr ähnliche Ergebnisse lieferten [102].

4.5.2 Geometrieinfluss auf den Massenstrom

Zur Untersuchung des Geometrieinflusses werden ebenfalls 2D Simulationen durchgeführt. Dabei wird das selbe Rechnernetz verwendet, wie in Kapitel 4.5.1 mit etwa 230000

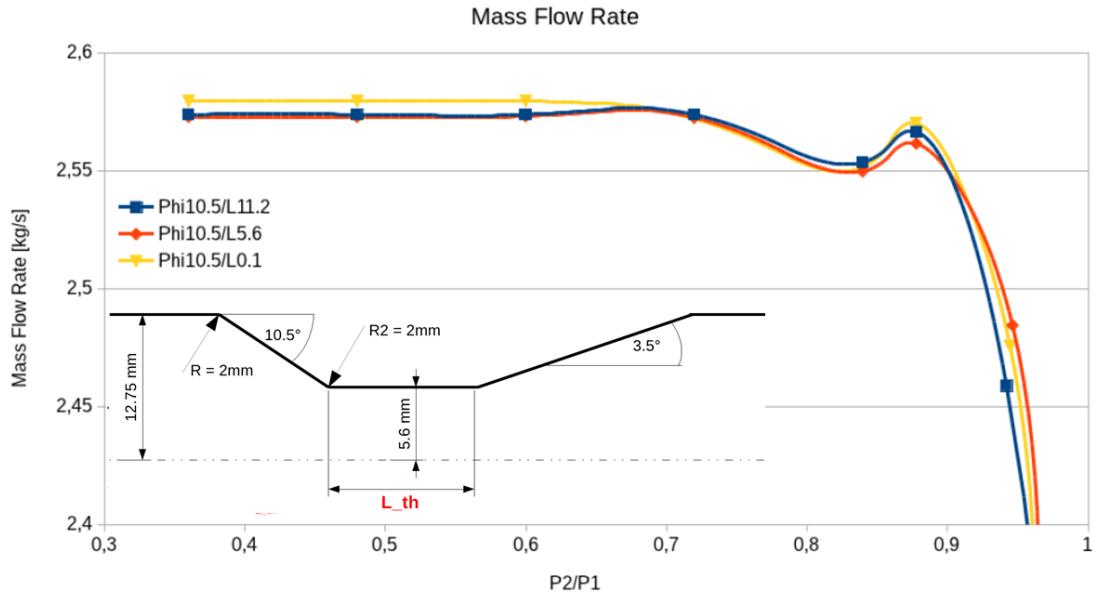


ABBILDUNG 4.42: Simulierter Massenstrom für $\varphi_n = 10.5^\circ$, $\varphi_d = 3.5^\circ$, $R_2 = 2 \text{ mm}$, L_{th} variabel mit 0.1/5.6/11.2 mm

Zellen. Weiterhin wird für diese Untersuchungen das Standard $k-\epsilon$ Turbulenzmodell, inklusive der DCF verwendet.

Düsenhalslänge:

Als erster Geometrieparameter wird die Länge des Düsenhalses variiert. Ausgehend von der Standardkonfiguration des Herschel-Rohres mit einer Halslänge von 11.2 mm wird der zylindrische Düsenhals auf 5.6 und 0.1 mm verkürzt. Damit ergeben sich Verhältnisse von L_{th}/d von 1, 0.5 und 0.009. In Abb. 4.42 sind die Ergebnisse bezüglich des Massenstromes für unterschiedliche Druckverhältnisse p_2/p_1 aufgetragen. Der Einfluss der Halslänge auf den Massenstrom stellt sich dabei als eher marginal heraus. Da das Verhältnis von Düsenhalslänge zu Durchmesser bei allen Geometrien unter 3 liegt, entspricht dieses Ergebnis bezüglich des Erscheinungsbildes der Kavitation auch den theoretischen Erwartungen (s. Kapitel 3.1 und Abb. 3.1). Bei großen Druckdifferenzen ($p_2/p_1 = 0.6 - 0.4$) liegen die Ergebnisse für die Halslängen 11.2 und 5.6 mm sehr nahe beieinander. Lediglich bei einer Halslänge von 0.1 mm stellt sich ein leicht erhöhter Massenstrom in diesem Bereich ein.

Der Einbruch des Massenstromes bei $p_2/p_1 = 0.84$ ist ebenfalls bei allen drei Halslängen sehr ähnlich. Nur beim Anstieg des Massenstromes bei $p_2/p_1 = 0.88$ sowie bei noch kleineren Druckdifferenzen gibt es leichte Unterschiede in den Ergebnissen.

Dies stimmt mit den experimentellen Ergebnissen von SATO ET AL. überein, die an kavitierenden Blenden mit L_{th}/d -Verhältnissen von 2.2-4.5 ebenfalls keine größeren Unterschiede im Kavitationsverhalten erkennen konnten [129]. Allerdings stehen die gezeigten Ergebnisse bezüglich des Einflusses, bzw. des nicht-Einflusses, der Düsenhalslänge auf

den Durchfluss im Widerspruch zu den Ergebnissen von ASHRAFIZADEH ET AL. [38], daher soll an dieser Stelle ein genauer Vergleich der beiden Ergebnisse folgen.

ASHRAFIZADEH ET AL. [38] haben in Ihren numerischen 2D-Untersuchungen sehr wohl einen Einfluss der Düsenhalslänge ausmachen können. Untersucht wurden Herschel-Rohre mit L_{th}/d -Verhältnissen von 1-2.5, mit einem Düsenhalsdurchmesser von $d = 1 \text{ mm}$. Die Verlängerung des Düsenhalses beeinflusst nach ihren Untersuchungen das kritische Druckverhältnis, ab dem die Durchflussbegrenzung einsetzt, zu sehen in Abb. 4.43, wobei der Parameter „l“ die Länge der untersuchten Düsenhalse ist. Mit längerem Düsenhals sinkt dabei das kritische Druckverhältnis ab, es wird also eine größere Druckdifferenz benötigt bis die Kavitation eine Durchflussbegrenzung verursacht, wobei die Differenz zwischen kürzestem und längstem Düsenhals gerade einmal 1.5 mm beträgt.

Allerdings muss an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass sich die numerische Auflösung bei ASHRAFIZADEH ET AL. in mehrfacher Hinsicht von den für diese Dissertation durchgeführten Simulationen unterscheidet. So ist die in [38] untersuchte Düse zwar um den Faktor 2.8 kleiner, das Rechnernetz hat aber mit 8400 Rechenzellen eine deutlich geringere örtliche Auflösung, was sich auch in den y^+ -Werten, die zwischen 30-300 liegen, widerspiegelt. Weiterhin wurden stationäre Simulationen mit einer Genauigkeit erster Ordnung durchgeführt. Diese sind nicht in der Lage periodische Schwankungen des Massenstromes durch die Interaktion der Kavitationsblase mit dem Re-entrant Jet zu erfassen.

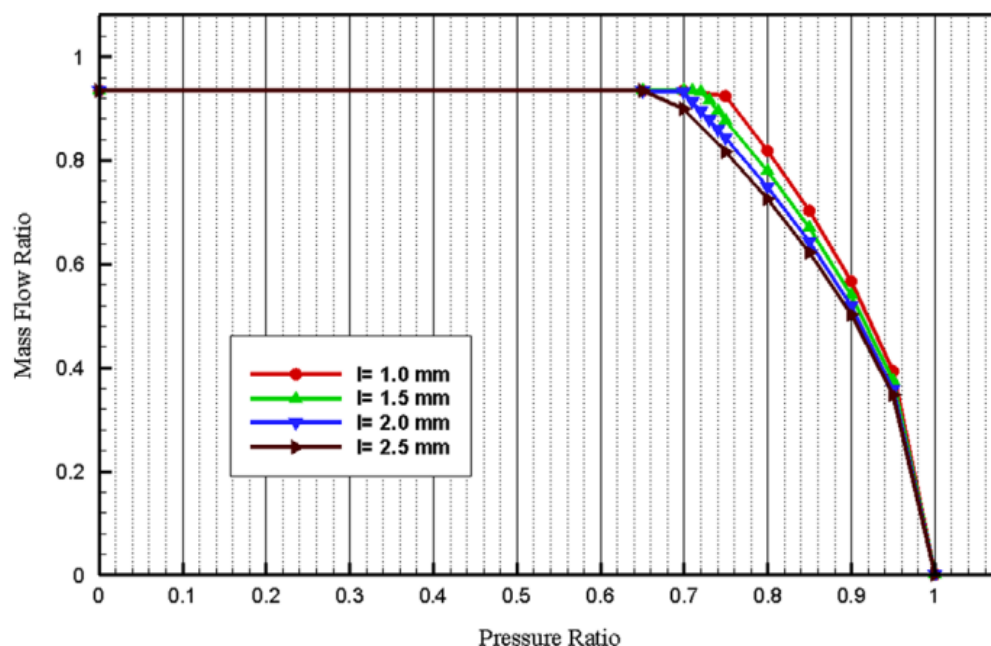


ABBILDUNG 4.43: Simulierter dimensionsloser Massenstrom einer Venturi-Düse für unterschiedliche Düsenhalslängen in Abhängigkeit des Druckverhältnisses [38]

ASHRAFIZADEH ET AL. [38] begründen ihre Ergebnisse mit der DARCY-WEISBACH-Gleichung, mit der durch Rohrreibung verursachte Druckverluste (Δp_v) berechnet werden können:

$$\Delta p_v = \lambda \frac{L}{D} \frac{\rho}{2} v^2 \quad (4.6)$$

Hierbei bezeichnet L die Rohrlänge, D den Rohrdurchmesser und v die Strömungsgeschwindigkeit. Allerdings sind die bei einer Düsenhalsverlängerung um maximal 1.5 mm erzeugten Druckverluste im Vergleich zu Eintrittsdrücken zwischen 22 und 35 bar eher vernachlässigbar⁹. Bei einem angenommenen Eintrittsdruck von 22 bar (genaue Angaben sind leider nicht gegeben) würde eine Verschiebung des kritischen Druckverhältnisses von 0.75 zu 0.65 einen Druckunterschied von beinahe 2 bar bedeuten! Selbst bei einem Eintrittsdruck von lediglich einem bar (unter Vernachlässigung der daraus resultierenden geringeren Halsgeschwindigkeit und des geringeren Druckverlustes) wäre es immer noch ein Druckunterschied von 0.1 bar, bzw. 10000 Pa. Dies kann daher nicht den großen Einfluss auf den Massenstrom erklären den ASHRAFIZADEH ET AL. [38] postulieren.

Ein genauer Zusammenhang zwischen der Düsenhalslänge und dem Durchfluss in kavitierenden Düsen bei kleinen L_{th}/d -Verhältnissen kann mit den vorliegenden Daten leider nicht eindeutig geklärt werden.

Diffusorwinkel/Rundung:

Neben der Düsenhalslänge wird auch der Einfluss des Diffusorwinkels sowie der Rundung am Übergang vom Düsen- zum Halsbereich untersucht. Hierfür wird jeweils ein Extremwert gewählt, um den Einfluss möglichst deutlich zu erkennen. So wird, ausgehend von der Standardkonfiguration, einmal der Diffusorwinkel auf 8° erhöht und, wiederum ausgehend von der Standardkonfiguration, einmal die Rundung am Übergang vom Düsen- zum Halsbereich als scharfe Kante modelliert. Die Ergebnisse dieser beiden Geometrievariationen sind in Abb. 4.44 zu sehen, ebenso wie die Standardkonfiguration als Referenz (blaue Kurve).

Für die Konfiguration mit dem scharfen Übergang von Düsen- zum Halsbereich kann man eine deutliche Verschiebung der Massenstromkurve nach unten sehen. Bei einem Druckverhältnis von 0.95 liegen die Massenströme noch gut beieinander, zu größeren Druckdifferenzen hin ergibt sich eine relativ konstante Verschiebung von 0.35% nach unten. Prozentual gesehen ist der Unterschied in den Massenströmen sehr gering. Dies spiegelt sich auch im eigentlichen Grund für diese Verschiebung wider.

⁹Mit den in [38] gegebenen Daten, bei einem Eintrittsdruck von 22.3 bar sowie unter Annahme von $\lambda = 0.02$, erzeugt eine Verlängerung des Düsenhalses um 1.5 mm einen Druckverlust von lediglich ≈ 3.8 Pa!

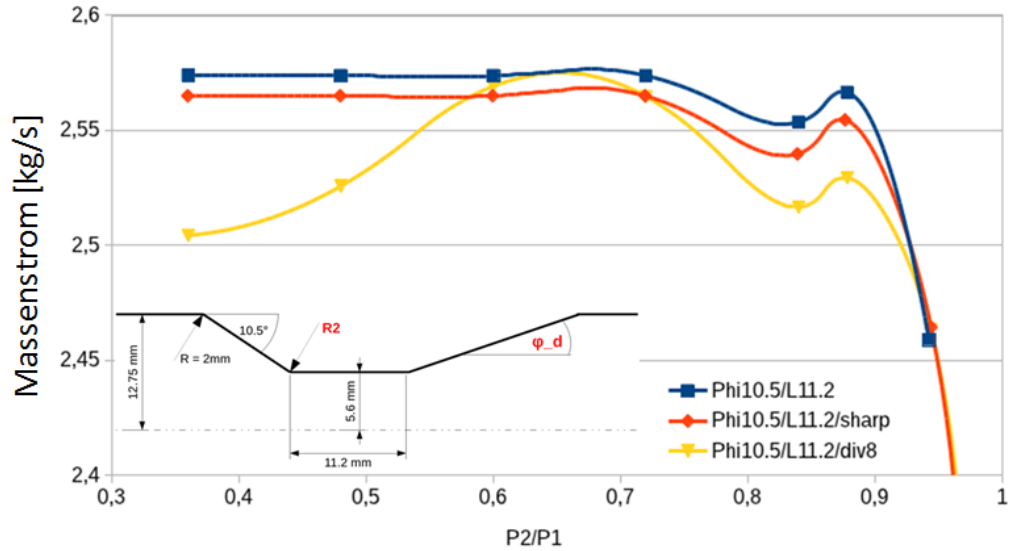


ABBILDUNG 4.44: Simulierter Massenstrom $\varphi_n = 10.5^\circ$, $L_{th} = 11.2 \text{ mm}$, $\varphi_d = 3.5/8^\circ$ (div8: $\varphi_d = 8^\circ$), $R_2 = 0/2 \text{ mm}$ (sharp: $R_2 = 0$)

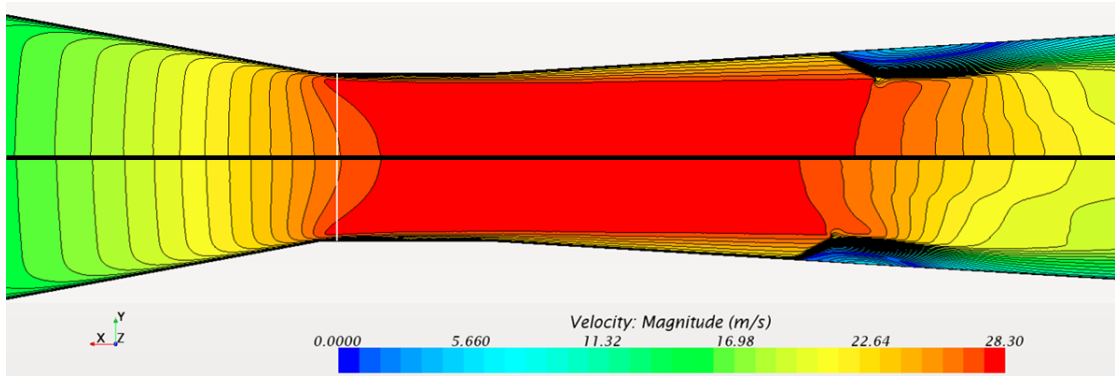


ABBILDUNG 4.45: Absolutgeschwindigkeit der Standardgeometrie (oben) sowie Variante mit scharfer Kante (unten), $p_2/p_1 = 0.88$, die weiße Linie kennzeichnet die Auswertungsebene für Abb. 4.46 (Strömung fließt von links nach rechts).

Durch die scharfe Kante entsteht im Anfangsbereich des Düsenhalses zwar keine Ablösung, aber durch die etwas stärkere Beschleunigung entsteht eine etwas größere Kavitationsblase an der Auswertungsebene. In Abb. 4.45 ist dies anhand der jeweiligen Geschwindigkeitsverteilung für die Standardgeometrie (oben) sowie die Variante mit scharfer Kante (unten) für $p_2/p_1 = 0.88$ gezeigt. Wie zu sehen ähneln sich diese zwar im Bereich der Auswertungsebene, jeweils gekennzeichnet durch die weiße Linie, sehr stark. Durch eine geringfügig größere Geschwindigkeit beim scharfen Übergang ist an dieser Stelle jedoch auch der Dampfvolumenteil minimal größer. Dies führt zu einer, über die Auswertungsfläche gemittelten, etwas geringeren Dichte, wodurch sich im Endeffekt der geringere Massenstrom in Abb. 4.44 ergibt.

Die leicht vergrößerte Kavitationsblase ist in Abb. 4.46 anhand des Dampfvolumentails entlang der Auswertungsline aus Abb. 4.45 zu sehen. Auf der Abszisse ist der Dampfvolumenteil α aufgetragen, auf der Ordinate der Abstand zur Düsenwand in mm . Gezeigt

ist lediglich der Ausschnitt bis zu einem Wandabstand von 0.6 mm , da ab diesem Punkt der Dampfvolumenanteil konstant bei 0 liegt. Für die Geometrievariante mit der scharfen Kante ist anhand der roten Linie zunächst im sehr nahen Wandbereich ein gleicher Dampfvolumenanteil zu erkennen. Weiter weg von der Düsenwand ist dieser aber stets leicht erhöht gegenüber der Standardkonfiguration. Daraus resultiert die mit 977.6907 kg/m^3 gegenüber 979.6682 kg/m^3 leicht verringerte Dichte an dieser Stelle.

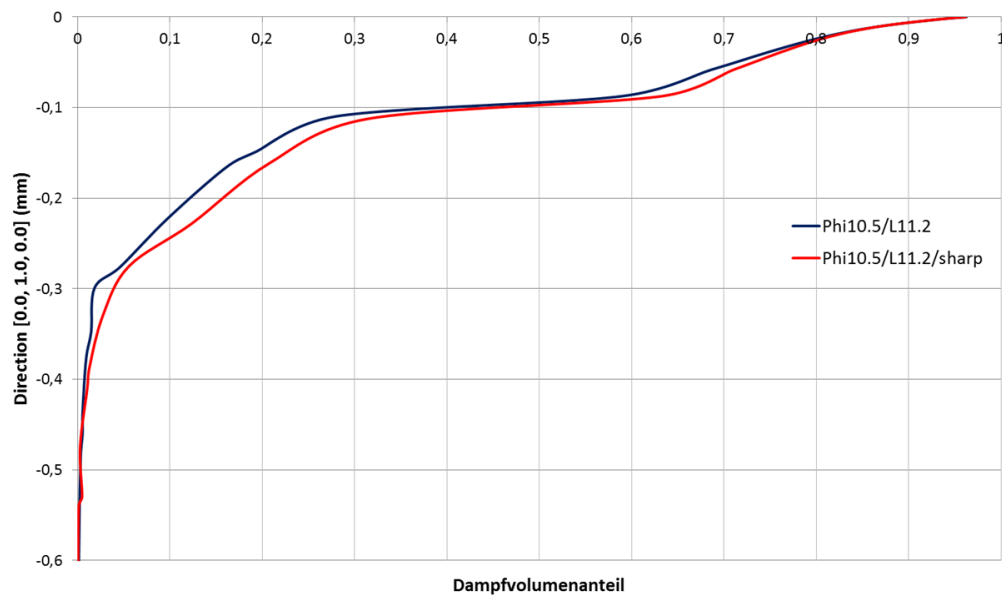


ABBILDUNG 4.46: Dampfvolumenanteil vs. Wandabstand für Auswertungsebene und Simulationen aus Abb. 4.45

Der Verlauf des Massenstromes für die Geometrievariante mit dem vergrößerten Diffusorwinkel von 8° zeigt in Abb. 4.44 im Vergleich zur Standardgeometrie ein völlig anderes Verhalten. Durch den größeren Diffusorwinkel wird der Re-entrant Jet nun zusätzlich durch Strömungsablösungen im Diffusor verstärkt und sorgt dadurch für einen wesentlich größeren Einbruch des Massenstromes während er entgegengesetzt zur Hauptströmung durch den Düsenhals strömt. Dieses Verhalten lässt sich gut anhand der Abbildungen 4.47 und 4.48 verdeutlichen.

In den beiden Abbildungen ist jeweils der zeitliche Verlauf des Massenstromes in rot sowie des Dampfvolumens in blau, für einen physikalischen Zeitraum von 0.5 bis 1 s zu sehen. Auf der linken Ordinate ist der Massenstrom in kg/s , auf der rechten das Dampfvolumen in m^3 aufgetragen. Die Skalierung der Achsen ist dabei in beiden Abbildungen identisch gewählt worden. Ein Vergleich von Abb. 4.47, in der die Werte für die Standardgeometrie gezeigt sind, mit Abb. 4.48, in der die Werte für den 8° Diffusorwinkel gezeigt sind, verdeutlicht wie sich der größere Diffusorwinkel auswirkt. Bei der Standardgeometrie baut sich über einen längeren Zeitraum ein großes Dampfvolumen auf, das, getrieben durch den Re-entrant Jet, bei seiner vollständigen Vernichtung, mit einer Frequenz von 10.4 Hz , zu einem periodischen Einbruch des Massenstromes um etwa 2% führt. Bei der

8° Diffusorwinkel Geometrie in Abb. 4.48 hingegen entwickelt sich eine geringere Menge Dampf, die jedoch in kürzeren Abständen, mit einer Frequenz von 14.6 Hz , zu einem größeren Einbruch des Massenstromes um etwa 5% führt.

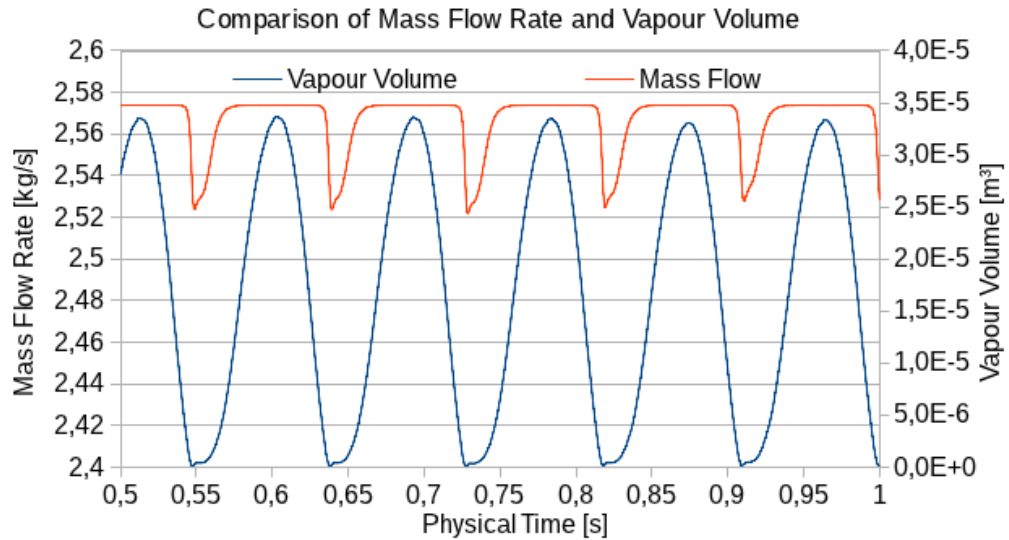


ABBILDUNG 4.47: Simulierter Massenstrom und Dampfvolumen: Standardgeometrie bei $p_2/p_1 = 0.88$; $f = 10.4 \text{ Hz}$

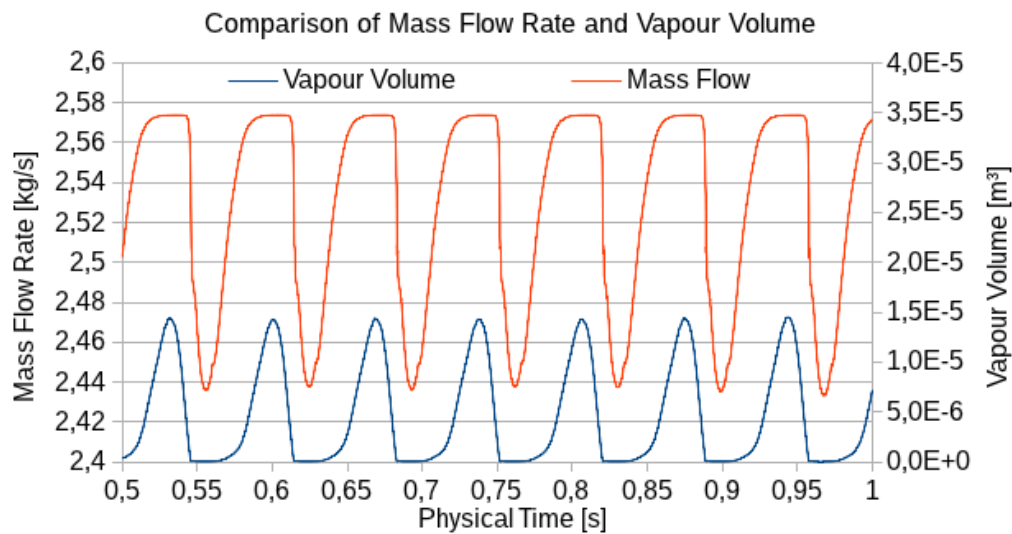


ABBILDUNG 4.48: Simulierter Massenstrom und Dampfvolumen: Geometrie mit 8° Diffusorwinkel bei $p_2/p_1 = 0.88$; $f = 14.6 \text{ Hz}$

Der größere Diffusorwinkel führt zu einer früheren Strömungsablösung, wodurch die Kavitationsblase nicht weiter anwachsen kann. Stattdessen wird der Re-entrant Jet durch die Ablösung verstärkt und strömt wesentlich weiter durch den Düsenhals hindurch, wodurch die Strömung länger braucht, um sich wieder zu stabilisieren und die Durchflussbegrenzung aufzubauen. Dies erkennt man in Abb. 4.48 an dem relativ langen Zeitraum in dem das Dampfvolumen während jedem Zyklus bei 0 m^3 liegt. Im Vergleich dazu ist bei der Standardgeometrie nur für einen sehr kurzen Augenblick das Dampfvolumen bei 0 m^3 .

Zu ähnlichen Ergebnissen gelangt auch KULDEEP in seinen numerischen Untersuchungen von konvergenten-divergente Düsen [162].

Die Vergrößerung des Diffusorwinkels zeigt den nachteiligen Einfluss von zusätzlichen Strömungsablösungen auf die zeitliche Konstanz des Massenstromes. Für den Messtechnischen Einsatz zeigt sich somit auch bei kavitierender Strömung ein kleiner Diffusorwinkel von Vorteil.

Düsenwinkel:

Um den Einfluss des Düsenwinkels zu untersuchen wird der Düsenhalbwinkel auf 22.5° erhöht. Weiterhin wird für diese Geometrie wiederum die Düsenhalslänge zwischen 0.1, 5.6 und 11.2 mm variiert. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.49 zu sehen. Neben einem im

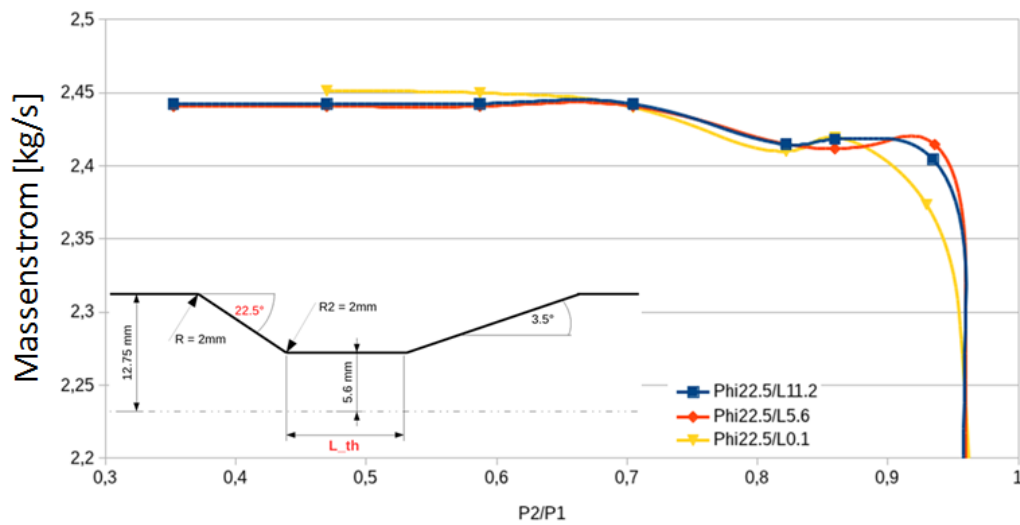


ABBILDUNG 4.49: Simulierter Massenstrom für $\varphi_n = 22.5^\circ$, $\varphi_d = 3.5^\circ$, $R_2 = 2\text{ mm}$, L_{th} variabel 0.1/5.6/11.2 mm

Vergleich zur Standardgeometrie mit $\varphi_n = 10.5^\circ$ insgesamt um knapp 5% geringeren Massenstrom, fällt auch das unterschiedliche Verhalten bei sehr kleinen Druckdifferenzen auf. Anstelle eines Wiederanstiegs des Massenstromes bei einem Druckverhältnis von 0.88 entsteht jetzt bei den Halslängen von 5.6 und 11.2 mm ein zweites Plateau mit einem relativ konstanten Massenstrom. Lediglich bei der Halslänge von 0.1 mm sackt der Massenstrom bereits etwas früher ab. Allerdings ist auch hier wieder bei einer Halslänge von 0.1 mm der Massenstrom bei großen Druckdifferenzen im Vergleich zu den Halslängen 5.6 und 11.2 mm leicht erhöht. Das gleiche Phänomen ist auch schon bei der Standardgeometrie aufgetreten.

4.5.3 Geometrieeinfluss auf die Geschwindigkeitsverteilung

Neben dem Massenstrom als globalen Parameter soll in diesem Kapitel die Geschwindigkeitsverteilung an ausgewählten Positionen des Herschel-Rohres als lokaler Parameter untersucht werden. Dafür wird die instantane Geschwindigkeitsverteilung, zum Zeitpunkt der längsten Kavitationsblase, repräsentativ für das Druckverhältnis $p_2/p_1 = 0.88$ an fünf Schnittebenen ausgewertet. Die Auswertung findet für die Standardgeometrie, die Geometrievariante mit scharfer Kante am Übergang vom Düsen- zum Halsbereich, die Geometrievariante mit dem vergrößertem Düsenhalbwinkel von $\varphi_n = 22.5^\circ$ sowie die Geometrievariante mit dem vergrößerten Diffusorhalbwinkel von $\varphi_d = 8^\circ$ statt, jeweils für die Düsenhalslänge $L_{th} = 11.2 \text{ mm}$. Die Ergebnisse dieser Auswertung sind in den Diagrammen von Abb. 4.50 zusammen getragen. In Abb. 4.50(f) sind die Positionen der Auswertungsebenen innerhalb des Herschel-Rohres schematisch dargestellt. Ebene 1 liegt 9 mm vor dem Halsanfang und damit noch im Düsenbereich, Ebene 2 liegt direkt am Halsanfang. Ebene 3 liegt 1 mm hinter Ebene 2 und Ebene 4 liegt 11 mm hinter Ebene 2, markiert also annähernd das Ende des Düsenhalses. Weitere 9 mm weiter hinten liegt Ebene 5 und damit bereits im Diffusor. Dadurch, dass unterschiedliche Düsen- und Diffusorwinkel untersucht werden, sind die Strömungsquerschnitte teilweise unterschiedlich groß. Auf eine Skalierung der Geschwindigkeitsverteilungen wird jedoch verzichtet, um diesen Aspekt deutlich hervor zu heben.

Die Geschwindigkeitsverläufe sind immer entlang der y-Achse aufgetragen, wobei $y = 0 \text{ mm}$ der Düsenhalswand entspricht und die Symmetrieachse entsprechend bei -5.6 mm liegt.

In Abb. 4.50(a) ist die Geschwindigkeitsverteilung im Düsenbereich gezeigt. Lediglich durch den größeren Düsenhalbwinkel $\varphi_n = 22.5^\circ$ und den damit verbundenen größeren Strömungsquerschnitt lässt sich hier ein Unterschied ausmachen. Dies hat jedoch eine Auswirkung auf das Geschwindigkeitsprofil direkt am Halsanfang in Ebene 2. Während alle anderen Geometrievarianten nahezu identische Geschwindigkeitsprofile aufweisen, hat die $\varphi_n = 22.5^\circ$ -Düse im Wandbereich eine deutlich erhöhte Geschwindigkeit. Zur Düsenmitte hin ist die Strömungsgeschwindigkeit jedoch wieder verringert. Aufgrund des kürzeren Düsenbereiches wird gerade die wandnahe Strömung schneller beschleunigt, wodurch sich am Düsenanfang die höhere Geschwindigkeit in Wandnähe ergibt. Zur Düsenmitte hin stellt sich eine deutlich geringere Geschwindigkeit ein, wodurch sich der insgesamt niedrigere Massenstrom bei der $\varphi_n = 22.5^\circ$ -Düse ergibt.

Die niedrigere Düsenhalsgeschwindigkeit setzt sich bis zu Ebene 3 in Abb. 4.50(c) fort. Die Strömung im Grenzschichtbereich hat sich jetzt verlangsamt und dem Profil der anderen drei Geometrien angepasst. Dieser Prozess setzt sich bis zum Ende des Düsenhalses weiter fort. Erst in Ebene 5 im Diffusorbereich ergibt sich durch den größeren

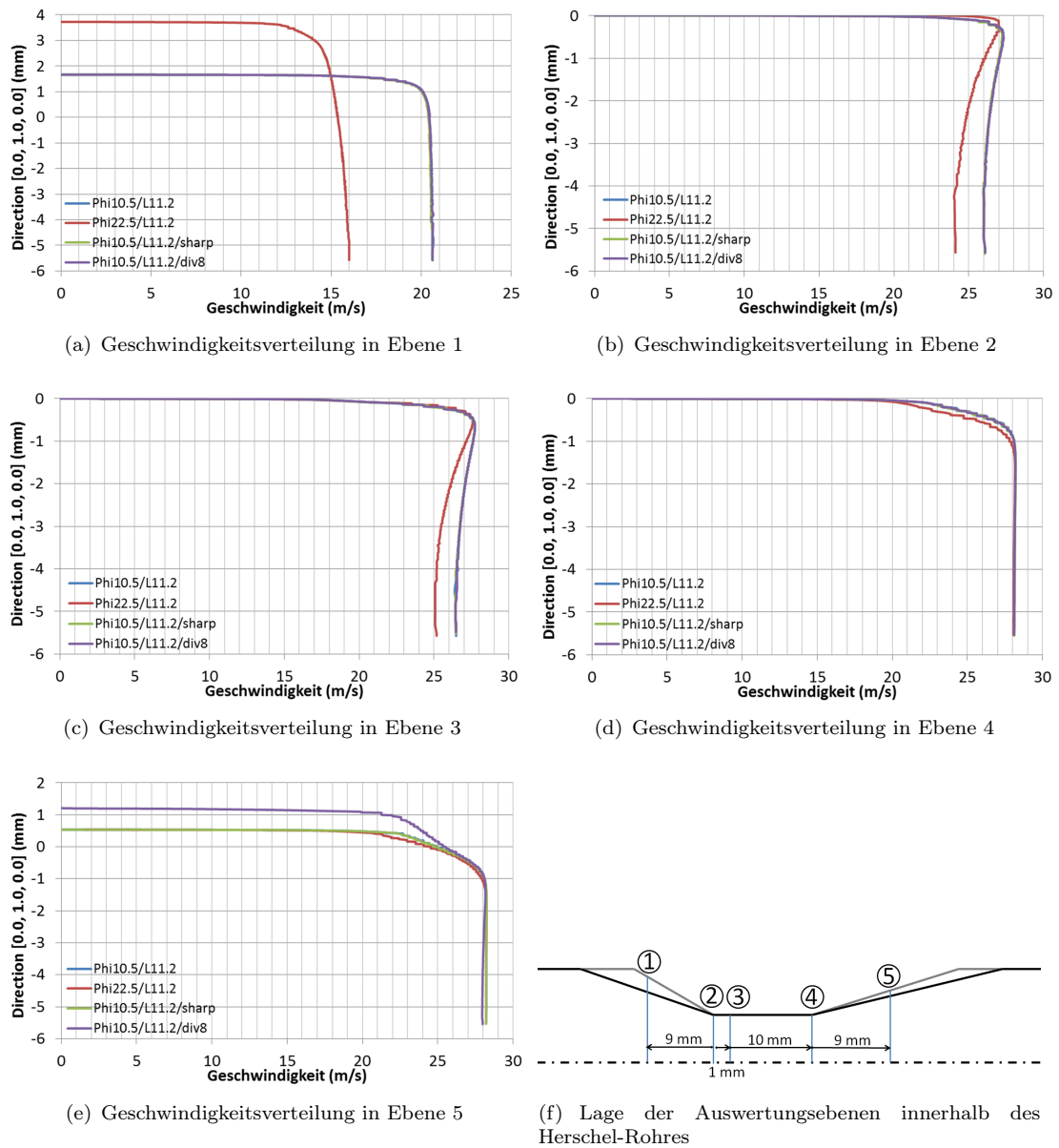


ABBILDUNG 4.50: Auswertung der Geschwindigkeitsverteilung entlang unterschiedlicher Auswertungsebenen für die Standardgeometrie; vergrößerter Düsenwinkel; scharfer Übergang, vergrößerter Diffusorwinkel. $p_2/p_1 = 0.88$

Diffusorwinkel bei der $\varphi_d = 8^\circ$ -Düse eine etwas geringere Strömungsgeschwindigkeit zur Düsenmitte hin.

4.6 Zusammenfassung der numerischen Untersuchungen

Abschließend sollen noch einmal die wichtigsten Erkenntnisse der rein numerischen Untersuchungen dieses Kapitels zusammen getragen werden. Darunter sind viele, die in

dieser Form erstmalig im Zusammenhang mit der metrologischen Anwendung von hydraulisch kavitierenden Düsen untersucht und beschrieben wurden.

So konnte eindeutig die Überlegenheit der Herschel Venturi-Rohr Geometrie gegenüber der ISO 9300 Venturi-Düse im Bezug auf die Konstanz des Durchflusses über einem weiten Druckdifferenzbereich gezeigt werden. Als Grund für die hohe Konstanz wurde die geometrische Fixierung des Kavitationsbeginns am Übergang vom Düsen- zum Halsbereich ausgemacht. Aufgrund der Untersuchungen anderer Autoren sowie der eigenen Ergebnisse scheint es für einen Messtechnischen Einsatz jedoch nicht sinnvoll zu sein die geometrische Fixierung des Kavitationsbeginns durch eine scharfe Kante am Übergang vom Düsen- zum Halsbereich vorzunehmen. Dies könnte zu Strömungsablösungen hinter der scharfen Kante und damit direkt im zylindrischen Düsenhals führen was eine zusätzliche Dynamik der Kavitationsblase induzieren könnte. Dies würde sich wiederum negativ auf die zeitliche Konstanz des Durchflusses auswirken und sollte daher durch eine Abrundung mit einem kleinen Radius in der Größenordnung von etwa $d_t h / R \approx 5.6$ vermieden werden.

Weiterhin wurden umfangreiche 2D-Simulationen durchgeführt. Diese haben im Vergleich zu 3D-Simulationen und experimentellen Daten gezeigt, dass die Dynamik der Kavitation nicht korrekt wieder gegeben werden kann. Nichtsdestotrotz eignen sich die 2D-Simulationen allein schon aufgrund des deutlich verringerten Rechenaufwandes um Tendenzen bei Geometrievariationen auszumachen. Untersucht wurde hierbei der Einfluss des Düsen- und Diffusorwinkels, der Länge des zylindrischen Halsbereiches sowie die Gestaltung des Übergangs vom Düsen- zum Halsbereich, jeweils im Hinblick auf eine metrologische Anwendung des Herschel-Rohres. Bei diesen Untersuchungen hat sich gerade der Diffusorwinkel als kritisch herausgestellt. Ein zu großer Diffusorwinkel ($>8^\circ$) kann an sich bereits für Strömungsablösungen sorgen. Diese begünstigen drastisch eine instationäre Wolkenkavitation, die sich in der Regel periodisch Auf- und Abbaut. Bei kleinen Diffusorwinkel entwickelt sich hingegen eine eher stationäre Schichtkavitation, mit Fluktuationen lediglich im Endbereich der Kavitationsblase.

Schlussendlich wurde noch eine umfassende Untersuchung zum Einfluss des Turbulenzmodells auf den Durchfluss der kavitierenden Düsenströmung durchgeführt. Diesen haben einen teilweise gravierenden Einfluss auf die zeitliche Entwicklung der Kavitationsblase gezeigt, was jedoch aufgrund der Tatsache, dass sich ein Großteil der Kavitationsblase innerhalb der Grenzschicht befindet nicht verwunderlich ist. Die Turbulenzmodelle haben sich jedoch nur minimal auf den zeitlich gemittelten Durchfluss ausgewirkt.

Kapitel 5

Experimentelle Untersuchungen des Herschel Venturi-Rohres

Für die Messungen am Herschel Venturi-Rohr unter kavitierenden Bedingungen wurde von der PTB ein Versuchsmodell gefertigt. Dieses entspricht in den Abmaßen der in Abb. 3.3 gezeigten Standardgeometrie, jedoch mit einem Düsenhalbwinkel von $\varphi_n = 45^\circ$ ¹. Das Modell ist zur visuellen Überprüfung der Kavitation aus transparentem Kunststoff gefertigt. Ein weiterer Hintergedanke ist die zusätzliche Möglichkeit des Einsatzes einer Hochgeschwindigkeitskamera zur zeitlich hoch aufgelösten Untersuchung der Kavitationsblase sowie der Einsatz der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) zur Bestimmung des zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofils. Der Einsatz der LDA-Technik hat sich im Nachhinein aber durch den runden Strömungsquerschnitt als problematisch erwiesen. Durch die runde Außen- und Innenwand des Kunststoffmodells sowie dem zur Flüssigkeit stark abweichenden Lichtbrechungsindex war die Fokussierung der Laseroptik nur bedingt möglich, was schlussendlich zu großen Messunsicherheiten geführt hat. Zusätzlich wäre die LDA-Technik nur in nicht kavitierenden Bereichen anwendbar gewesen, da andernfalls die Kavitationsblase die für die Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit notwendigen Partikel verdeckt.

Im Folgenden wird zunächst der verwendete Prüfstand beschrieben, anschließend folgt die Auswertung der durchgeführten Experimente. In Kombination mit zusätzlich durchgeführten numerischen Untersuchungen wurden dabei einige neue Phänomene speziell beim Übergang zur Durchflussbegrenzung entdeckt und beschrieben.

¹ Alle in diesem Kapitel gezeigten Auswertungen, numerisch oder experimentell, beziehen sich auf das 45° -Düsenhalbwinkel Herschel-Rohr.



ABBILDUNG 5.1: Transparentes Kunststoffmodell des Herschel-Rohres in der LDA-Messkammer.

5.1 Aufbau des Prüfstandes

Für die experimentellen Untersuchungen des Herschel Venturi-Rohres hat die Abteilung Flüssigkeiten der PTB ihren Experimentier- und Wasserzähler-Prüfstand (EWZP) zur Verfügung gestellt. Dieser kann mit Wasser als Prüfmedium theoretisch in einem Durchflussbereich von $0.01 - 20 \text{ m}^3/\text{h}$ betrieben werden. Die Flüssigkeitstemperatur lässt sich in einem Bereich von $15 - 35 \text{ °C}$ regulieren und die erweiterte Messunsicherheit des Prüfstandes beträgt 0.05% [163]. Weiterhin stehen zwei Messstrecken mit unterschiedlicher Nennweite zur Verfügung, einmal DN25 und einmal DN50, wobei lediglich die DN25 Messstrecke verwendet wurde. Der EWZP kann wahlweise über eine Pumpe gefahren werden oder über einen Hochbehälter, wobei ersteres in Abb. 5.2 schematisch dargestellt ist. Für den Betrieb über den Hochbehälter wird in eben diesem ein Wasserspiegel mit einer konstanten Höhe bereitgestellt, wodurch hochgradig konstante Bedingungen im Zulauf gewährleistet werden können. Der Nachteil ist jedoch, dass der Hochbehälter nur für einen einzigen Betriebspunkt ausgelegt ist, da er fest verbaut und der Wasserspiegel an der Oberkante des offenen Behälters durch einen höheren Zulauf als Ablauf fixiert ist. Daher wurden die Messungen hauptsächlich über den Pumpenbetrieb durchgeführt, eine Vergleichsmessung über den Hochbehälter hat jedoch keine erkennbaren Unterschiede ergeben.

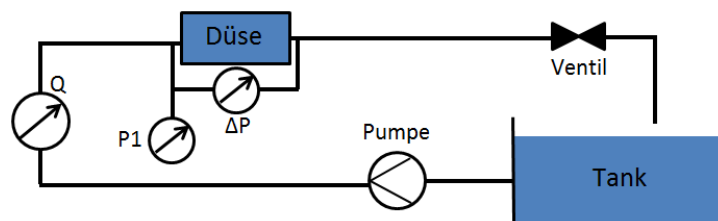


ABBILDUNG 5.2: Schematischer Aufbau der Versuchsanordnung am EWZP der PTB.

Für die Messung des Volumenstromes (Q) steht ein Magnetisch-Induktives Durchflussmessgerät (MID) zur Verfügung. Weiterhin wird der Differenzdruck (ΔP) durch Druckbohrungen vor und hinter der Plexiglasdüse (siehe Abb. 5.2) mit einem Differenzdruckmessgerät erfasst. Über die Druckbohrung vor der Düse wird zusätzlich der statische

Druck (P_1) gemessen. Am MID wurde ebenfalls die Temperatur des Fluides gemessen. Weitere Angaben zu den verwendeten Messgeräten sind in Tabelle 5.1 zusammen gefasst. Leider war es mit den verwendeten Messgeräten nicht möglich zeitlich hoch aufgelöste Messungen durchzuführen, um Druck- und Volumenstromschwankungen durch etwaige periodische Schwankungen der Kavitationsblase zu erfassen. Zeitlich hoch aufgelöst bezeichnet hierbei Messfrequenzen von 50 Hz und mehr.

Messgerät	Messbereich	Messunsicherheit
ADMAG AE Yokogawa AE202MG	0.5 - 17.5 [m^3/h]	0.5%
Endress+Hauser deltabar S PMD 235	-1000 - 1000 [$mbar$]	0.1%
Endress+Hauser Cerabar PMC71	0 - 40 [bar]	0.075%

TABELLE 5.1: Daten der verwendeten Messgeräte.

Der Volumenstrom wurde bei Verwendung der Pumpe zunächst über deren Drehzahl eingestellt wobei das Ventil hinter der Düse zunächst vollständig geöffnet wurde. Der Gegendruck wurde dann über das hinter der Düse liegende, pneumatisch verstellbare Ventil justiert. Durch die vollständige Öffnung des Ventils zum Messbeginn fängt die Messung im vollständig kavitierenden Bereich an.

Die Messung des Volumenstromes hat sich allerdings im Nachhinein als problematisch herausgestellt, da sich, durch die einsetzende Kavitation und dem damit verbundenen Auftreten von Dampf, der Volumenstrom im Düsenhals in unbekanntem Maße verändert. Da sich ebenfalls die Dichte in zunächst unbekanntem Maß ändert hilft auch die Umrechnung in den Massenstrom nicht, da nun neben der Geschwindigkeit eben auch die Dichte im kavitierenden Halsbereich unbekannt ist. Eine Lösung hat hier der Abgleich mit den numerischen Untersuchungen erbracht, die in den folgenden Kapiteln beschrieben werden soll.

5.2 Messungen am Prüfstand der PTB

Basierend auf den experimentellen Untersuchungen sollen in diesem Kapitel einige Auswertungen bezüglich des charakteristischen Verhaltens des Herschel-Rohres unter kavitierenden Bedingungen präsentiert werden. Die Messungen fanden dabei immer für Wassertemperaturen von etwa 20 °C statt ². Eine Möglichkeit der Messung oder Bestimmung der Wasserqualität stand leider nicht zu Verfügung. Für die Untersuchungen wurde unbehandeltes Wasser genutzt, dass jedoch zusätzlich mit den für die LDA-Messungen nötigen Partikeln versetzt war. Inwieweit dadurch die Wasserqualität beeinflusst wurde kann leider nur gemutmaßt werden. Da aber alle Experimente auf demselben Prüfstand,

²Eine Auflistung der jeweiligen gemessenen Wassertemperaturen ist in Tab. 5.4 zu sehen.

mit der gleichen Flüssigkeit durchgeführt wurden kann sich dadurch hauptsächlich eine systematische Abweichung ergeben.

5.2.1 Durchfluss

Zunächst soll das Verhalten des Herschel Venturi-Rohres im Bezug auf die Durchflussbegrenzung bei kavitierender Strömung untersucht werden. Dafür wird das Herschel-Rohr mit unterschiedlichen Volumenströmen bei unterschiedlichen Druckverhältnissen betrieben. Für die Messungen wird das Ventil hinter dem Herschel-Rohr zuerst vollständig geöffnet und anschließend über die Drehzahl der Pumpe der Volumenstrom eingestellt, der über das MID abgelesen wird. Durch die vollständige Öffnung des Ventils beginnt die Messreihe daher stets mit dem kleinsten Druckverhältnis, bzw. der größten Druckdifferenz, im vollständig kavitierenden Bereich der Durchflussbegrenzung. Durch das stufenweise Schließen des Ventils verkleinert sich entsprechend der Druckerhöhung hinter dem Herschel-Rohr die Kavitationsblase stetig und verschwindet schließlich.

In den Abb. 5.3-5.5 sind die Ergebnisse dieser Versuche zu sehen. Die Bezeichnung Q_{max} bezieht sich jeweils auf den maximalen Volumenstrom, der sich durch die Durchflussbegrenzung im kavitierenden Zustand eingestellt hat.

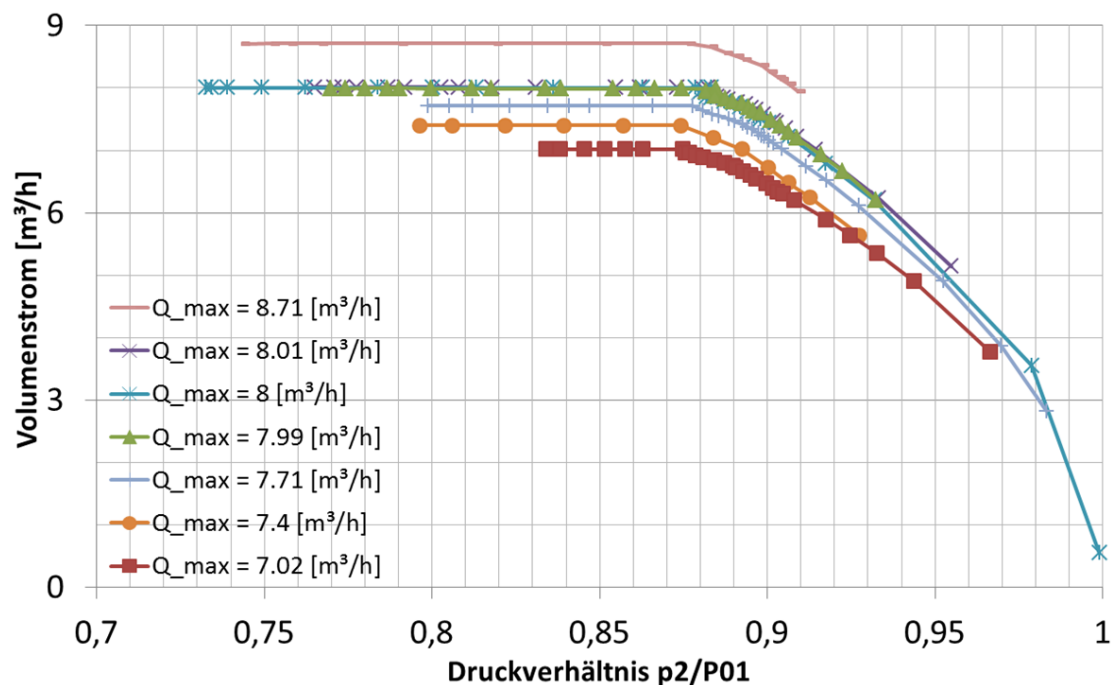


ABBILDUNG 5.3: Gemessene Volumenströme des MID aufgetragen über dem Druckverhältnis p_2/P_{01} .

In Abb. 5.3 sind alle gemessenen Volumenströme über dem Druckverhältnis von statischem Druck am Austritt des Herschel-Rohres (p_2) zu Totaldruck am Eintritt des

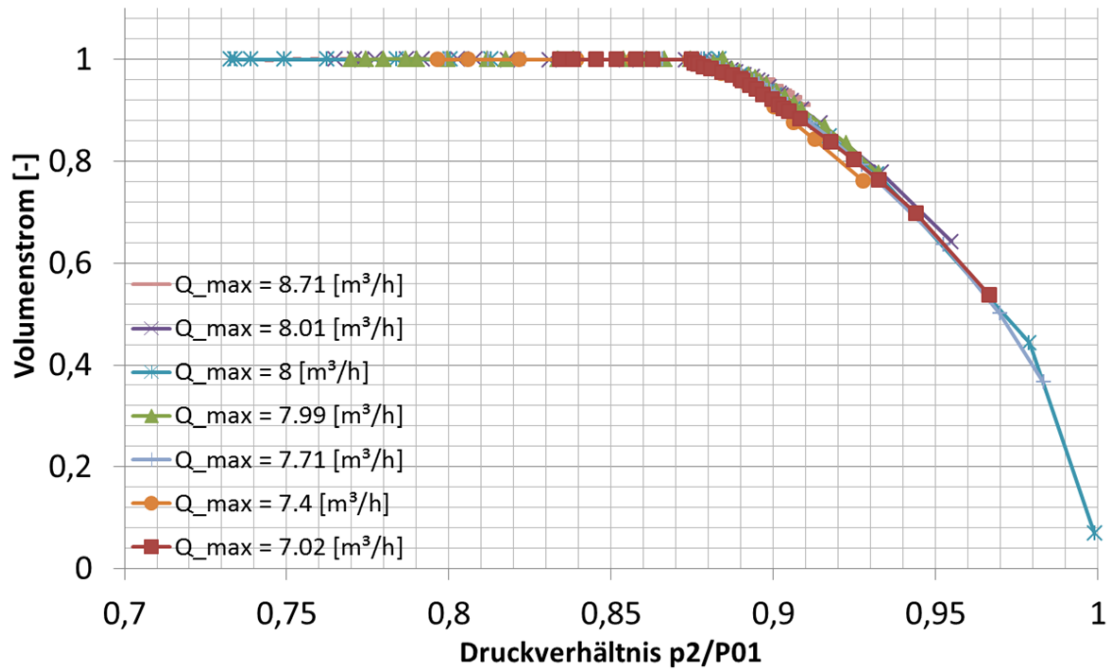


ABBILDUNG 5.4: Skalierte Volumenströme aufgetragen über dem Druckverhältnis p_2/P_{01} .

Herschel-Rohres (P_{01}) aufgetragen³. Der Totaldruck errechnet sich hierbei aus dem statischen Druck vor dem Herschel-Rohr, der direkt gemessen wird sowie dem dynamischen Druck, der über den gemessenen Volumenstrom und den bekannten DN25 Rohrquerschnitt berechnet wird. Der statische Druck am Austritt wird entsprechend über die Subtraktion der gemessenen Druckdifferenz ΔP vom gemessenen Eintrittsdruck P_1 errechnet (s. Abb. 5.2).

Wie in Abb. 5.3 zu sehen, stellt sich bei allen gemessenen Volumenströmen die Durchflussbegrenzung für Druckverhältnisse kleiner 0.87-0.88 ein. Zu größeren Druckverhältnissen hin sinkt der Volumenstrom, wie nicht anders zu erwarten, einheitlich gegen Null ab. Im Bereich der Durchflussbegrenzung wurde unabhängig von einer weiteren Erhöhung der Druckdifferenz ein konstanter Volumenstrom gemessen. Das in diesem Bereich keinerlei Schwankungen im Massenstrom auftreten kann teilweise auch an der Auflösung des MID liegen, da hier lediglich der Volumenstrom in m^3/h mit drei Stellen nach dem Komma abgelesen werden konnte.

Um etwaige Abweichungen durch eine Hysterese auszuschließen, wurde die Messreihe mit $Q_{\max} = 7.4 \text{ m}^3/\text{h}$, in umgekehrter Reihenfolge durchgeführt. Dafür wurde die Pumpe, bei halb geschlossenem Ventil, mit einer beliebigen Drehzahl beaufschlagt und anschließend das Ventil schrittweise geöffnet. Wie in den Abb. 5.3-5.5 zu sehen, lässt sich bei dieser Messreihe, im Vergleich zu den anderen Messreihen, keine bedeutende Abweichung erkennen, womit eine Hysterese oder sonstige Effekte die auf die Versuchsdurchführung

³Soweit nicht anders erwähnt beziehen sich alle Druckangaben auf Absolutdrücke.

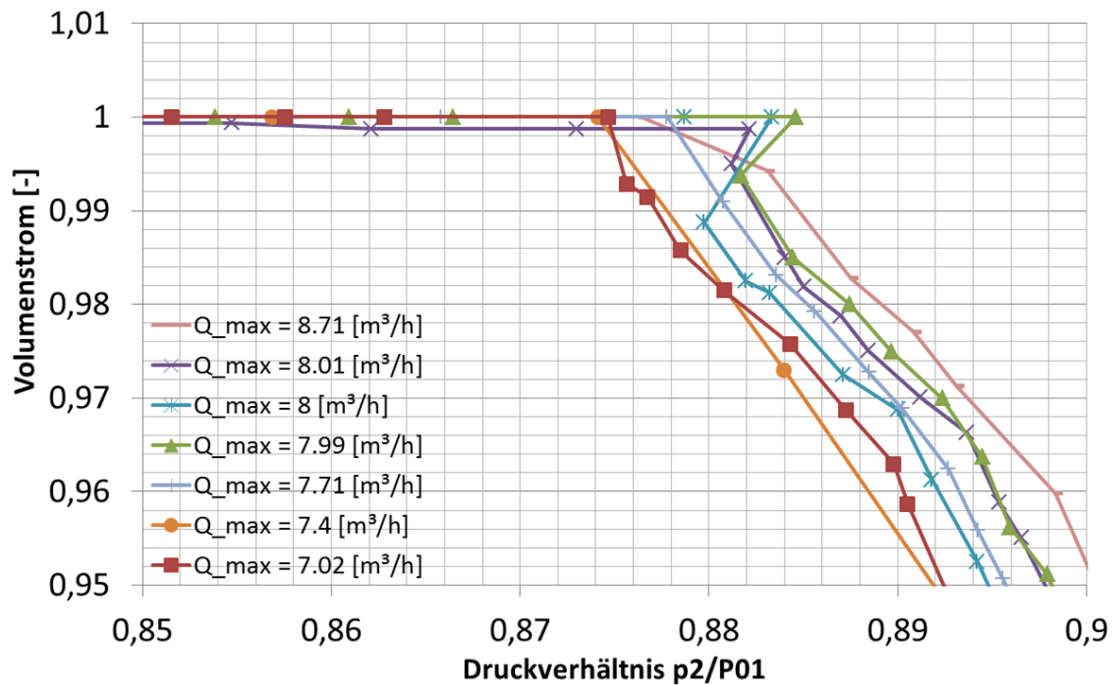


ABBILDUNG 5.5: Skalierte Volumenströme aufgetragen über dem Druckverhältnis $p_2/P_{01} = 0.85 - 0.9$.

zurück zu führen wären ausgeschlossen werden können.

Weiterhin wurde die Messreihe $Q_{max} = 7.71 \text{ m}^3/\text{h}$ nicht über den Pumpenbetrieb, sondern über den Hochbehälter gemessen. Wie z.B. Abb. 5.5 zeigt, ergab sich aber auch bei dieser Versuchsdurchführung keine erkennbare Abweichung im Durchflussverhalten des Herschel-Rohres.

In Abb. 5.4 sind die einzelnen Messreihen über den jeweiligen Q_{max} skaliert worden. Daran, dass jetzt alle Kurven aufeinander fallen kann man besonders gut erkennen, dass die Durchflussbegrenzung im untersuchten Bereich für das Herschel-Rohr unabhängig vom Volumenstrom bei Druckverhältnissen von 0.87-0.88 einsetzt. Erst in der stark vergrößerten Darstellung zwischen Druckverhältnissen $p_2/P_{01} = 0.85 - 0.9$ in Abb. 5.5 sieht man leichte Unterschiede. Basierend auf dem Volumenstrom kann man aber keinen eindeutigen Trend erkennen.

Allerdings weisen die Kurven $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$, $8.00 \text{ m}^3/\text{h}$, $8.01 \text{ m}^3/\text{h}$ einen „Knick“ bzw. Sprung im Bereich der einsetzenden Durchflussbegrenzung auf. Dass nicht alle Kurven dieses Verhalten zeigen, kann an dem nur bedingt stetig variierbaren Austrittsdruck liegen. Dieser wurde durch das hinter dem Herschel-Rohr angebrachte Ventil beeinflusst, welches über einen pneumatischen Aktuator angesteuert wurde. Bei den Kurven, die keinen Knick aufweisen, wurde also möglicherweise das dafür nötige Druckverhältnis schlichtweg nicht gemessen.

Ausgehend vom nicht kavitierenden Bereich, handelt es sich bei diesem Knick um einen

plötzlichen Anstieg des Druckverhältnisses, bei einem gleichzeitigen Anstieg des Volumenstromes. Ausgehend von der Durchflussbegrenzung bleibt diese länger bestehen, also bis zu höheren Druckverhältnissen hin, als bei den anderen Messreihen.

Wie die Messungen zeigen, entsteht der Anstieg des Druckverhältnisses durch eine plötzliche Verringerung der Druckverluste. Die Messergebnisse der durch das Herschel-Rohr entstehenden Druckverluste sind in Tabelle 5.2 für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ beispielhaft aufgelistet. In Abb. 5.6 ist weiterhin die Messkurve $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ noch einmal separat dargestellt mit einer Nummerierung einiger Druckverhältnisse. In Tab. 5.2 sind die vier Messungen vor dem einsetzen der Durchflussbegrenzung ($p_2/P_{01} = 0.8896 - 0.8817$, bzw. ②-⑤ aus Abb. 5.6), der „gesprungene“ Messpunkt ($p_2/P_{01} = 0.8846$, bzw. ⑥) und der erste Messpunkt nach dem „Sprung“ ($p_2/P_{01} = 0.8746$, bzw. ⑦) aufgelistet. Anhand der aufgelisteten Werte ist deutlich zu erkennen, dass der Druckverlust beim Einsetzen der Durchflussbegrenzung zunächst um fast 4% absinkt und danach wieder normal weiter ansteigt. Das selbe Verhalten tritt auch bei den Messkurven $Q_{max} = 8.00 \text{ m}^3/\text{h}$ und $8.01 \text{ m}^3/\text{h}$ auf, war jedoch sonst nicht zu beobachten.

Druckverhältnis p_2/P_{01}	Druckverlust [mbar]	Volumenstrom [m^3/h]
0.8896	300.04	7.79
0.8874	305.82	7.83
0.8845	314.37	7.87
0.8817	321.52	7.94
0.8846	309.1	7.99
0.8746	344.07	7.99

TABELLE 5.2: Gemessener Druckverlust im Bereich des Übergangs zur Durchflussbegrenzung für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$; die Druckverhältnisse entsprechen den Punkten ②-⑦ aus Abb. 5.6.

Um dieses Phänomen weiter zu untersuchen soll im Folgenden der Verlauf der Kavitation exemplarisch für die Messkurve $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ genauer analysiert werden. Dafür wird eine Bildfolge der bereits in Tabelle 5.2 angesprochenen Druckverhältnisse, sowie zwei weiterer, präsentiert. Diese acht Bilder sind den Messpunkten in Abb. 5.6 zugeordnet. Ähnlich wie in Abb. 5.5 für alle Messkurven, ist in Abb. 5.6 lediglich die Messkurve für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ gezeigt, inklusive einer Nummerierung der acht fotografisch ausgewerteten Messpunkte. Weiterhin sind zwei markante Messpunkte gekennzeichnet: ① und ⑥. In Messpunkt ① wurde der optische Beginn der Kavitation durch erste Bläschen festgestellt, wie in Abb. 5.7(a) durch die Pfeile angedeutet. In Messpunkt ⑥ verlängert sich die Kavitationsblase „sprunghaft“ bis zum Ende des zylindrischen Halsbereiches und wächst von dort aus weiter stetig an.

Eine interessante Beobachtung ist zunächst, dass die Kavitation deutlich vor der Massenstrombegrenzung einsetzt, bzw. umgekehrt, die Massenstrombegrenzung nicht mit dem Einsetzen der Kavitation zusammenfällt. Dies stimmt mit Messungen an kavitierenden

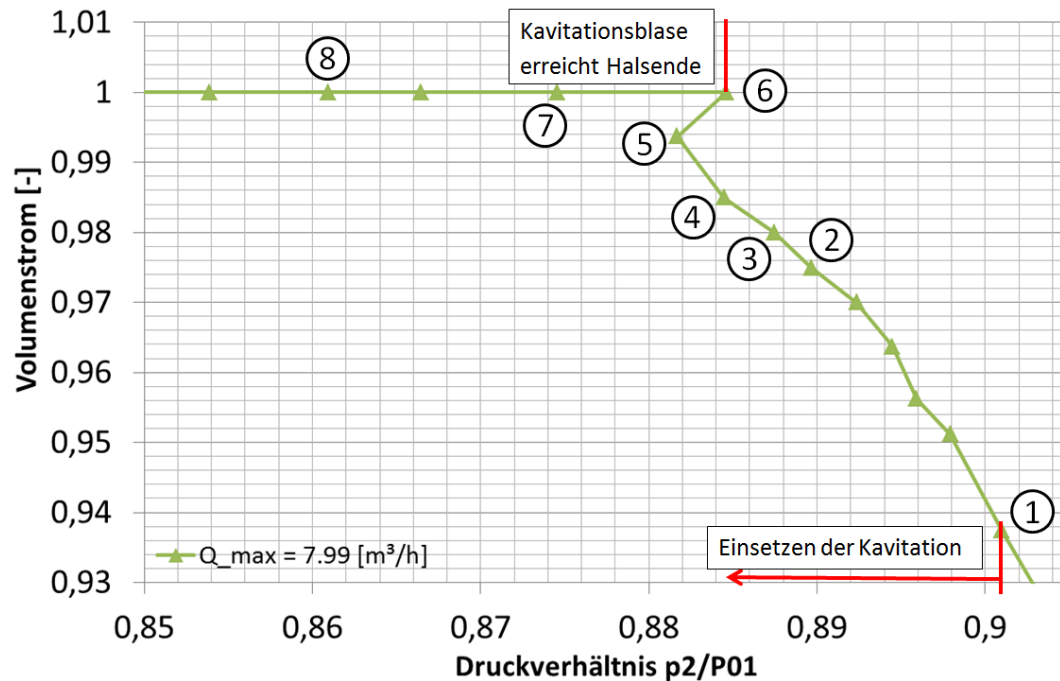


ABBILDUNG 5.6: Skalierter Volumenstrom aufgetragen über dem Druckverhältnis $p_2/P_{01} = 0.85 - 0.905$ für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$.

Einspritzdüsen überein [20]. Für das untersuchte Herschel-Rohr wird in den numerischen und experimentellen Untersuchungen noch eine weitere Bedingung gefunden, die erfüllt sein muss, damit die Massenstrombegrenzung einsetzt: Die Kavitationsblase muss sich mindestens über den gesamten Halsbereich erstrecken (s.a. Kap. 4.3.2).

Für die Fotografien aus Abb. 5.7 steht eine handelsübliche Samsung NX300M Digitalkamera mit 55mm Objektiv zur Verfügung. Die Aufnahmen wurden von außen in die LDA-Messkammer hinein gemacht (siehe Abb. 5.1) und zeigen daher eine 2D-Projektion vom 180°-Ausschnitt der Mantelfläche der zylinderförmigen Dampf-Flüssigkeits-Phasengrenze. Abb. 5.7(a) und 5.7(h) wurden mit Blitzlicht und einer Verschlusszeit von 1/180 Sekunde belichtet, alle anderen Bilder wurden mit einer Verschlusszeit von 3 Sekunden belichtet und stellen daher die Kavitationsblase zeitlich gemittelt dar.

In Abb. 5.7 fließt die Strömung jeweils von links nach rechts. Auf der rechten Seite ist entsprechend ein Ausschnitt des Düsenbereiches zu sehen und links ein Ausschnitt des Diffusors. Der „milchige“ Bereich am Diffusor Anfang stellt eine Oberflächenrauigkeit dar, die aus fertigungstechnischen Gründen nicht weg poliert werden konnte. Dies könnte zu der Annahme verleiten, dass die Kavitationsblase aufgrund dieser Fertigungsungenauigkeiten dieses sprunghafte Verhalten aufweist, allerdings wird dieses Verhalten auch von anderen Wissenschaftlern dokumentiert [37] (mehr dazu in Kapitel 5.2.2).

Wie bereits erwähnt, markiert Abb. 5.7(a) den optischen Beginn der Kavitation durch das auftreten über dem Umfang unregelmäßig verteilter, aber entlang der Rotationsachse auf einen sehr kleinen Bereich begrenzter, Bläschen kurz hinter dem Anfang des

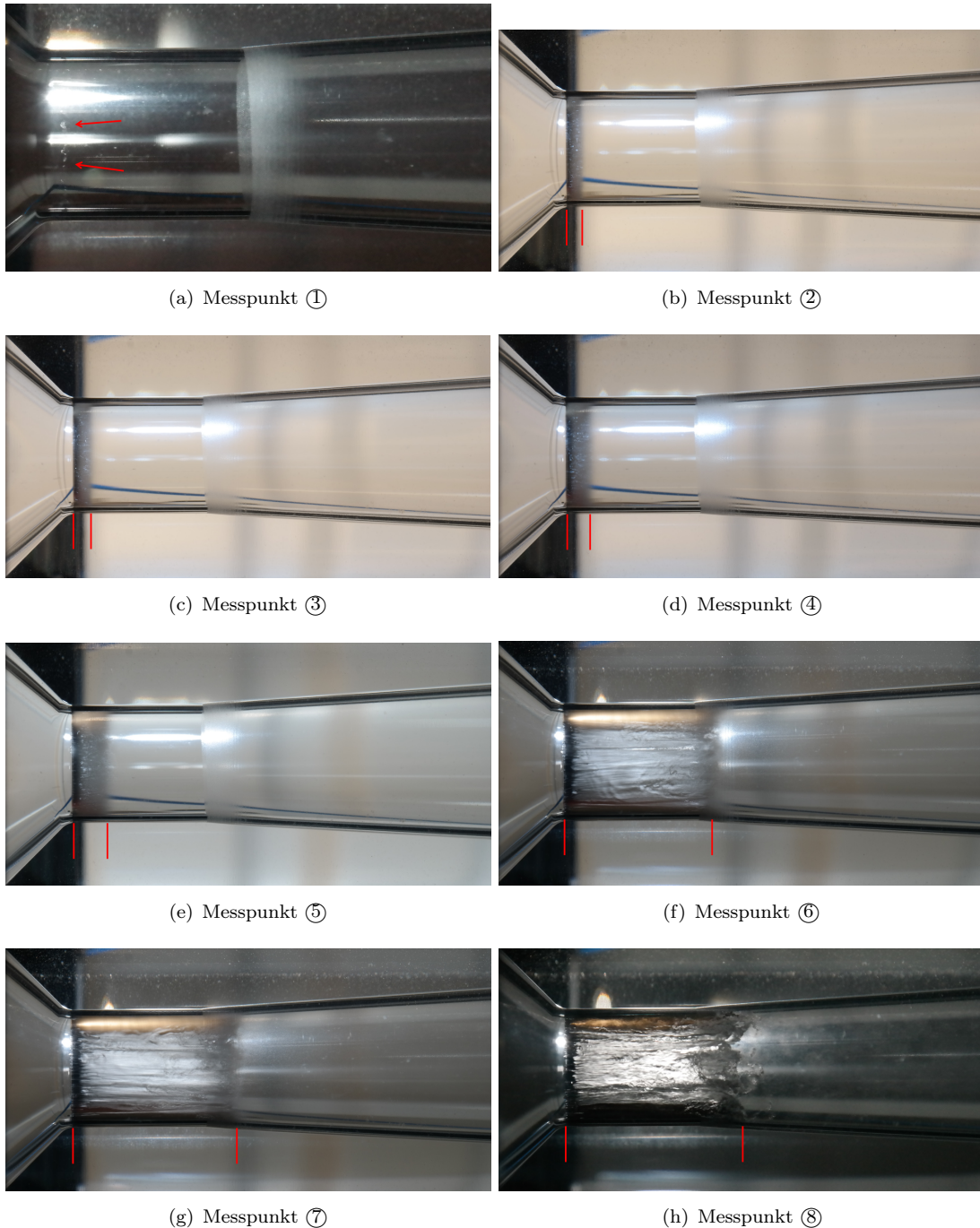


ABBILDUNG 5.7: Fotografierte Kavitationsblase der nummerierten Messpunkte aus Abb. 5.6 für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$.

zylindrischen Halses, bei einem Druckverhältnis von $p_2/P_{01} = 0.9009$. Bei Messpunkt ② in Abb. 5.7(b), nun fotografiert mit einer Belichtungszeit von 3 s, hat sich die Kavitationsblase schon deutlich ausgeprägt und nimmt im zeitlichen Mittel einen streng definierten Bereich ein. Wie Abb. 5.6 zeigt, hat sich der Massenstrom im Vergleich zu Messpunkt ① noch deutlich vergrößert und das Druckverhältnis ist auf $p_2/P_{01} = 0.8896$

abgefallen. Zwischen den Abb. 5.7(b)-5.7(e) bzw. den Messpunkten ②-⑤ setzt sich dieser Prozess stetig fort. Auf eine Reduktion des Druckverhältnisses folgt eine Erhöhung des Durchflusses und eine Verlängerung der Kavitationsblase. Dieses Verhalten wird von Messpunkt ⑤ zu Messpunkt ⑥ unterbrochen, wie Abb. 5.6 zeigt. Auch die Abb. 5.7(e) und 5.7(f) zeigen dies eindrucksvoll. Statt einer weiteren stetigen Längenzunahme der Kavitationsblase hat diese sich offensichtlich sprunghaft über den gesamten Düsenhalsbereich ausgedehnt. Laut Abb. 5.6 stimmt Messpunkt ⑥ mit dem ersten Messpunkt innerhalb der Durchflussbegrenzung überein. Dies bestätigt damit die These, dass die Kavitationsblase sich mindestens über den gesamten Halsbereich erstrecken muss, damit die Durchflussbegrenzung einsetzt. Von Abb. 5.7(f) - 5.7(h), bzw. ab Messpunkt ⑥ an findet wiederum eine kontinuierliche Ausdehnung der Kavitationsblase statt.

Wie die Abbildungen verdeutlichen, wächst die Kavitationsblase zwischen den Messpunkten ①-⑤ und ⑥-⑧ kontinuierlich an. Allerdings zeigt ein Vergleich der Abb. 5.7(e) und 5.7(f) eine plötzliche und drastische, sprunghafte Verlängerung der Kavitationsblase. Der Grund für diese sprunghafte Verlängerung blieb zunächst unklar, die numerischen Untersuchungen in Kap. 5.3.1 liefern jedoch eine physikalische Erklärung für dieses Phänomen. Eine Literaturrecherche diesbezüglich ergab keine Hinweise darauf, dass dieses Phänomen schon einmal in der Literatur beobachtet oder beschrieben wurde.

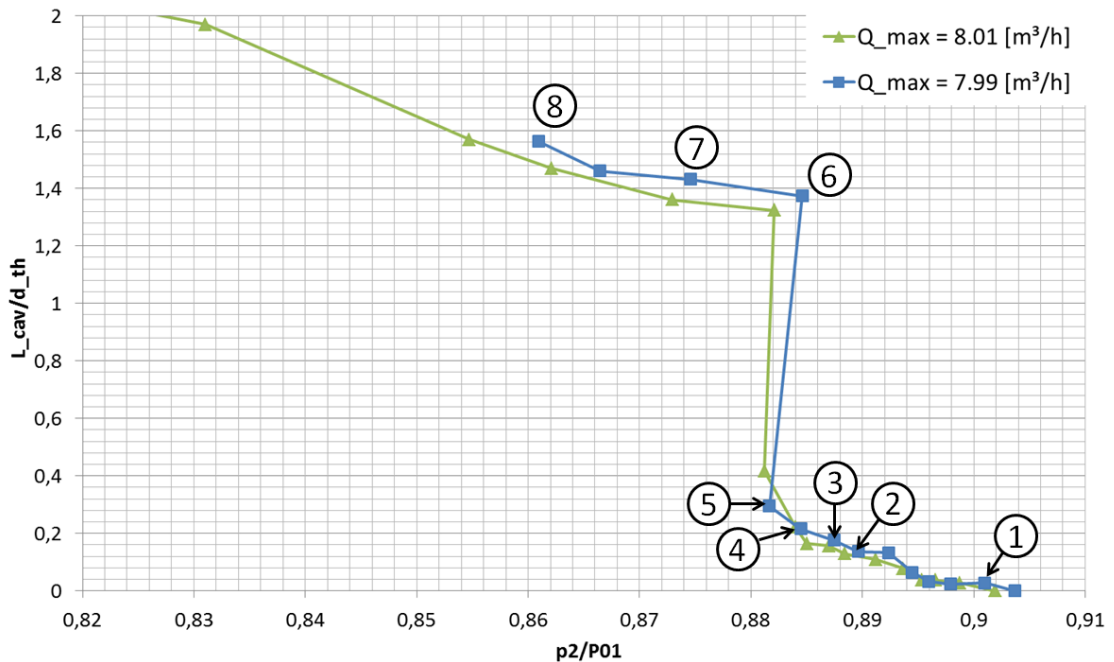


ABBILDUNG 5.8: Vergleich der gemessenen maximalen Länge der Kavitationsblase L_{cav} , bezogen auf den Halsdurchmesser d_{th} , für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ und $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$, in Abhängigkeit des Druckverhältnisses p_2/P_{01} .

In Abb. 5.8 ist eine Auswertung der maximalen Länge der Kavitationsblase L_{cav} bezogen auf das Druckverhältnis p_2/P_{01} für zwei Messreihen gezeigt. L_{cav} wurde über die Auswertung der Bilder mit langer Belichtungszeit ermittelt, wie die Markierungen in Abb. 5.7 andeuten. Die Nummerierung in Abb. 5.8 entspricht den selben Messpunkten wie in Abb. 5.6 und verdeutlicht dadurch noch einmal die bereits optisch festgestellte sprunghafte Verlängerung der Kavitationsblase. Diese findet sowohl für die bereits ausführlich gezeigte Messreihe $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/h$ wie auch bei $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/h$. Für die weiteren Messreihen lag leider keine ausführliche fotografische Dokumentation der einzelnen Messpunkte vor. Für eine weiterführende, ausführliche Diskussion dieser Ergebnisse sowie ein Vergleich mit der numerisch ermittelten Kavitationsblasenlänge sei an dieser Stelle auf Kapitel 5.3.2 und Abb. 5.32 verwiesen.

Eine interessante Beobachtung während den Experimenten war außerdem, dass die Kavitationsblase während der Messung eines Betriebspunktes optisch nur relativ kleinen Längenschwankungen unterlag. Diese fielen aber um so stärker aus, je größer die Druckdifferenz war. Dies kann man gut an dem zunehmend ungleichmäßigeren Endbereichen der Kavitationsblase sehen. So ist bis Messpunkt ⑤ in Abb. 5.7(e) noch ein sehr homogener, zeitlich gemittelter Endbereich zu beobachten. Ab Messpunkt ⑥ zeigt jedoch der gesamte sichtbare Bereich der Kavitationsblase, insbesondere aber der Endbereich, eine zunehmende chaotische Bewegung (mehr dazu bei der Auswertung der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen in Kapitel 5.2.3).

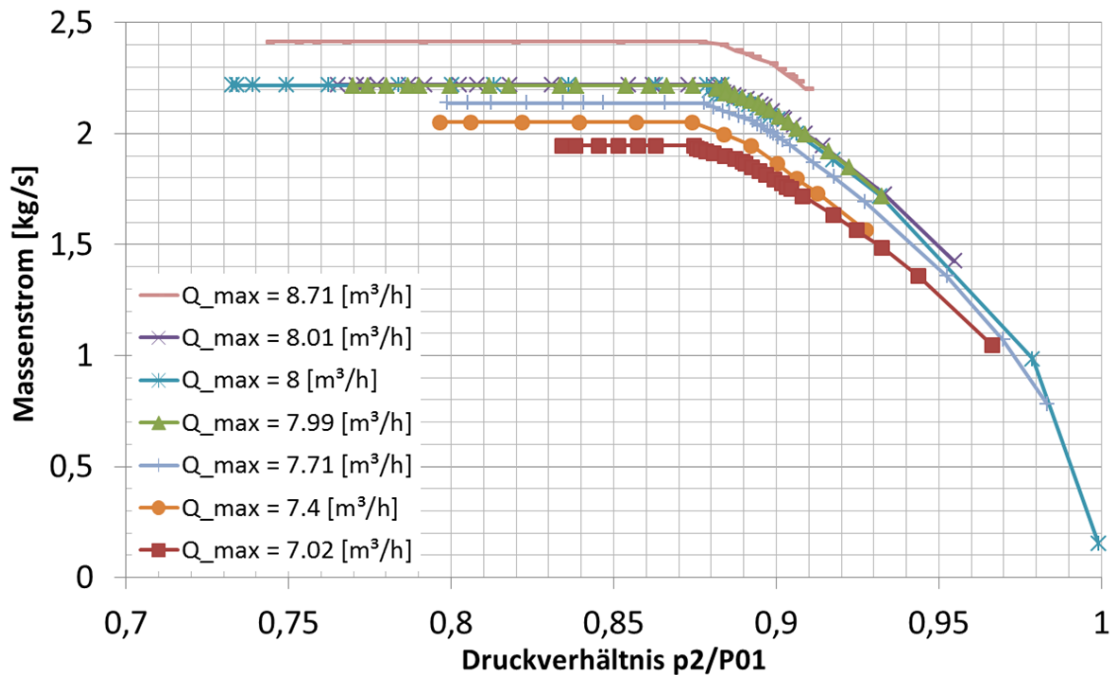


ABBILDUNG 5.9: Aus den Messdaten abgeleitete Massenströme des MID in Abhängigkeit des Druckverhältnisses p_2/P_{01}

Aufgrund der Änderung der Dichte bietet sich bei kompressiblen Medien anstelle des Volumenstromes oftmals besser eine Betrachtung des Massenstromes an. In Abb. 5.9 sind die vom MID gemessenen Volumenströme über die der Temperatur entsprechenden Flüssigkeitsdichte in den Massenstrom umgerechnet und über dem Druckverhältnis aufgetragen worden. Da zur Umrechnung die Flüssigkeitsdichte genommen wird findet im Prinzip nur eine Skalierung der Werte statt. Entsprechend zeigt sich bei der Betrachtung des Massenstromes das identische Verhalten wie auch schon in Abb. 5.3 beim Volumenstrom. Die Betrachtung des Massenstromes bietet dabei per se keine Vorteile, da sich die Dichte im Düsenhals in unbekanntem Maße durch die Dampfbildung verringert. Weiterhin könnte die stellenweise hohe MACH-Zahl aufgrund der Zweiphasen-Strömung im Düsenhals zu einer kompressiblen Strömung und damit einer weiteren unbekannten Beeinflussung der Dichte führen (s.a. Kapitel 2.1.2.3).

In einem nächsten Schritt wird versucht, die „gemessenen“ bzw. umgerechneten Massenströme, die mit dem Massenstrom im Düsenhals identisch sein müssen, über die in Kapitel 2.2 erläuterten Formeln zu berechnen. Erst die Entwicklung einer zur Vorhersage des Durchflusses fähigen Formel macht den Einsatz der hydraulisch kavitierenden Düsen als Durchflussmessgerät überhaupt möglich. Daher liegt eine der Aufgaben dieser Arbeit darin, eine mögliche Vorgehensweise zu erarbeiten. Dabei liegt der Hauptfokus auf der korrekten Vorhersage des Massenstromes im vollständig kavitierenden Zustand, da lediglich dieser für einen späteren Messeinsatz von Bedeutung ist.

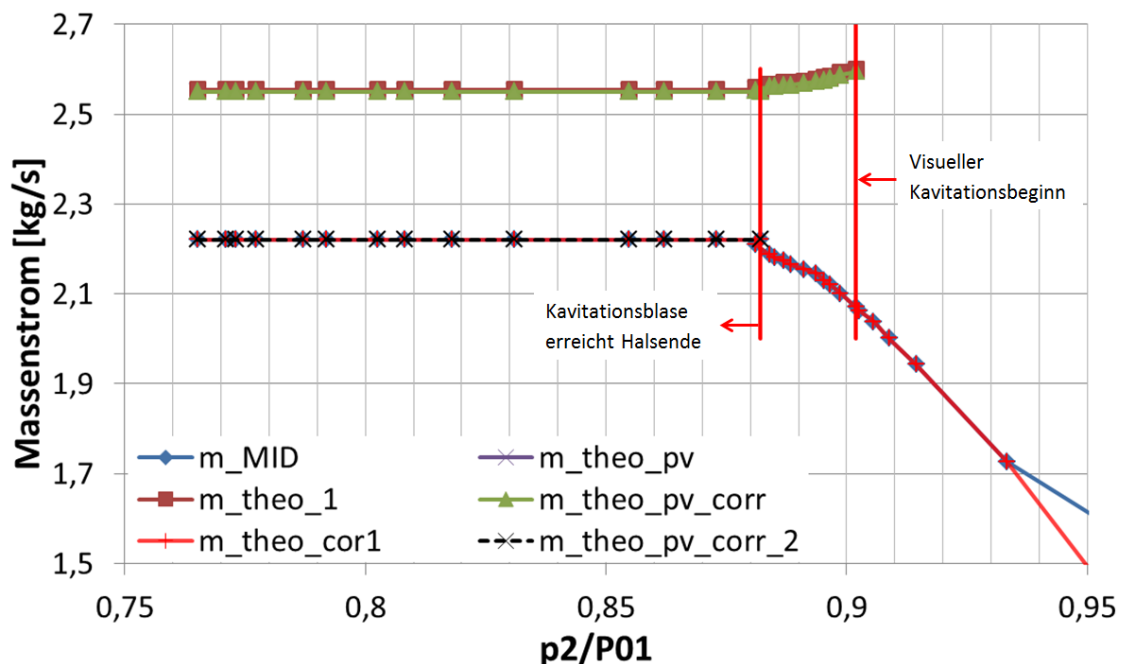


ABBILDUNG 5.10: Gemessener Massenstrom für $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$ in Abhängigkeit von p_2/P_{01} ; Vergleich von unterschiedlichen theoretischen Berechnungen.

In Abb. 5.10 ist der gemessene, bzw. umgerechnete, Massenstrom (\dot{m}_{MID}) für $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$ über dem Druckverhältnis p_2/P_{01} aufgetragen. Weiterhin sind unterschiedliche, theoretisch berechnete Massenströme gezeigt, die nach folgenden Formeln berechnet wurden (s. Kapitel 2.2):

$$\dot{m}_{theo,1} = \rho_l \bar{V}_{th,inviscid} A_{th}; \quad \text{mit: } \bar{V}_{th,inviscid} \text{ nach Gl. (5.6)} \quad (5.1)$$

$$\dot{m}_{theo,corr1} = \rho_l \bar{V}_{th,inviscid} A_{th} C_{cav,1}; \quad \text{mit: } \bar{V}_{th,inviscid} \text{ nach Gl. (5.6)} \quad (5.2)$$

$$\dot{m}_{theo,p_v} = A_{th} \sqrt{2\rho_l(P_1 - P_{th})}; \quad \text{mit: } P_{th} = const. = p_v \quad (5.3)$$

$$\dot{m}_{theo,p_v(corr)} = \frac{C_{Venturi}}{\sqrt{(1 - \beta^4)}} A_{th} \sqrt{2\rho_l(P_1 - P_{th})}; \quad \text{mit: } P_{th} = const. = p_v \quad (5.4)$$

$$\dot{m}_{theo,p_v(corr2)} = \frac{C_{Venturi} \cdot C_{cav,2}}{\sqrt{(1 - \beta^4)}} A_{th} \sqrt{2\rho_l(P_1 - P_{th})}; \quad \text{mit: } P_{th} = const. = p_v \quad (5.5)$$

mit: $C_{cav,1} = 0.8692$ und $C_{cav,2} = 0.8709$

Wie deutlich zu sehen, ergeben sich aber zunächst mehrere Probleme bei den verwendeten Formeln. So fehlt für die Berechnung des Massenstromes nach Gl. (5.3), (5.4) und (5.5) eine Angabe bezüglich des Druckes im Düsenhals P_{th} . Dieser lässt sich jedoch im kavitierenden Zustand nicht direkt messen, da etwaige Druckbohrungen im Hals von Dampf bedeckt sind und damit lediglich den Dampfdruck anzeigen würden. Üblicherweise wird aber davon ausgegangen, dass dieser dem Dampfdruck p_v entspricht. Die theoretische Betrachtung mit der Annahme $P_{th} = p_v$ ist per se natürlich nur für den kavitierenden Zustand zulässig. Sichtbare Kavitation beginnt bei $p_2/P_{01} = 0.9019$, bei $p_2/P_{01} = 0.882$ erreicht die Kavitationsblase das Ende des Düsenhalses bzw. den Diffusor Anfang. Erst ab diesem Punkt ergibt sich auf Basis der gemessenen Werte eine Durchflussbegrenzung, sprich, die Annahme $P_{th} = p_v$ sollte lediglich für den Zustand „Kavitationsblase erstreckt sich mindestens über den gesamten Halsbereich“ gültig sein. Selbst damit ergeben sich aber große Abweichungen von etwa 14.8% gegenüber dem gemessenen Massenstrom, so dass diese Annahme ungenügend für die Bestimmung des Massenstromes ist.

Auch für die Berechnung des Massenstromes über die Kontinuitätsgleichung (Gl. (5.1)) fehlt eine Messmöglichkeit für die Halsgeschwindigkeit, bzw. die mittlere Dichte im Hals. Mit der Berechnung der Düsenhalsgeschwindigkeit $\bar{V}_{th,inviscid}$ über die reibungslose BERNOULLI-Gleichung, wiederum mit der Annahme $P_{th} = p_v$, erhält man auch hierbei große Abweichungen für den Massenstrom.

$$\bar{V}_{th,inviscid} = \sqrt{\frac{2(P_{01} - p_v)}{\rho_l}} \quad (5.6)$$

Eine deutliche Verbesserung liefert die Einführung von zusätzlichen Korrekturfaktoren.

In Gl. (5.2) wird der Korrekturfaktor $C_{cav,1}$ eingeführt und in Gl. (5.5) der Korrekturfaktor $C_{cav,2}$. Die beiden Korrekturfaktoren werden empirisch, durch einen Abgleich der nach Gl. (5.1) bzw. (5.4) berechneten Massenströme mit dem gemessenen Massenstrom, anhand der beliebig ausgewählten Messkurve für $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$ ermittelt. $C_{cav,1}$ wurde dadurch zu 0.8692 bestimmt, $C_{cav,2}$ zu 0.8709.

Die so erhaltenen Korrekturfaktoren besitzen aller Wahrscheinlichkeit nach keine Allgemeingültigkeit, sondern sind vermutlich vielmehr vom Druckniveau bzw. der maximalen Düsenhalsgeschwindigkeit, der Temperatur, der Geometrie, bzw. REYNOLDS-Zahl und Kavitationszahl abhängig.

Aus Untersuchungen an kavitierenden Einspritzdüsen und „flashing flows“ sind ähnliche Korrekturfaktoren zur Bestimmung des Durchflusses bekannt [147, 164]. Dabei wird der Massenstrom im Bereich der Durchflussbegrenzung in der Regel über Gl. 5.3, ebenfalls unter Verwendung eines Korrekturfaktors bestimmt. Dieser ist unter anderem von der Geometrie abhängig und beträgt bei Einspritzdüsen mit scharfer Anströmkante 0.61. Mit zunehmender Abrundung der Anströmkante nimmt der Korrekturfaktor Werte zwischen 0.61 und 1.0 an [147].

Wie noch anhand der numerischen Untersuchungen in Kapitel 5.3.2 gezeigt wird, korrigieren die Faktoren weniger die theoretisch bestimmte Düsenhalsgeschwindigkeit, als viel mehr das Produkt aus Dichte und Halsdurchmesser.

In Tabelle 5.3 sind die vom MID gemessenen und umgerechneten maximalen Massenströme für den vollständig kavitierenden Bereich, sowie die nach Gl. (5.2) berechneten Massenströme gegenüber gestellt. Weiterhin ist die jeweilige prozentuale Abweichung des nach Gl. (5.2) berechneten Massenstromes, unter Verwendung eines konstanten Korrekturfaktors $C_{cav,1}$, aufgelistet.

Messkurve [m^3/h]	\dot{m}_{max} (MID) [kg/s]	\dot{m}_{max} (Gl. (5.2)) [kg/s]	Abweichung [%]
$Q_{max} = 8.71$	2.4132	2.4164	0.133
$Q_{max} = 8.01$	2.22055	2.22056	0.00045
$Q_{max} = 8.00$	2.2178	2.2172	0.027
$Q_{max} = 7.99$	2.2150	2.2242	0.415
$Q_{max} = 7.71$	2.1374	2.1365	0.042
$Q_{max} = 7.40$	2.0514	2.0490	0.117
$Q_{max} = 7.02$	1.9461	1.9466	0.026

TABELLE 5.3: Gemessene und nach Gl. (5.5) berechnete Massenströme im Bereich der Durchflussbegrenzung.

Da der Korrekturfaktor $C_{cav,1}$ zunächst für die Messkurve $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$ angepasst wurde geht hier die prozentuale Abweichung gegen Null. Allerdings hat sich auch bei den anderen Messkurven eine sehr gute Übereinstimmung ergeben, sodass der konstante Faktor von $C_{cav,1} = 0.869252$ zunächst beibehalten wird. Ein klarer Trend in der prozentualen Abweichung z.B. bei sinkendem Q_{max} Durchfluss ist in den Daten nicht zu

erkennen. Ohne deutlich mehr experimentelle Daten ist eine Anpassung von $C_{cav,1}$ oder $C_{cav,2}$, basierend auf möglichen Einflussfaktoren oder dimensionslosen Kennzahlen, daher nicht möglich.

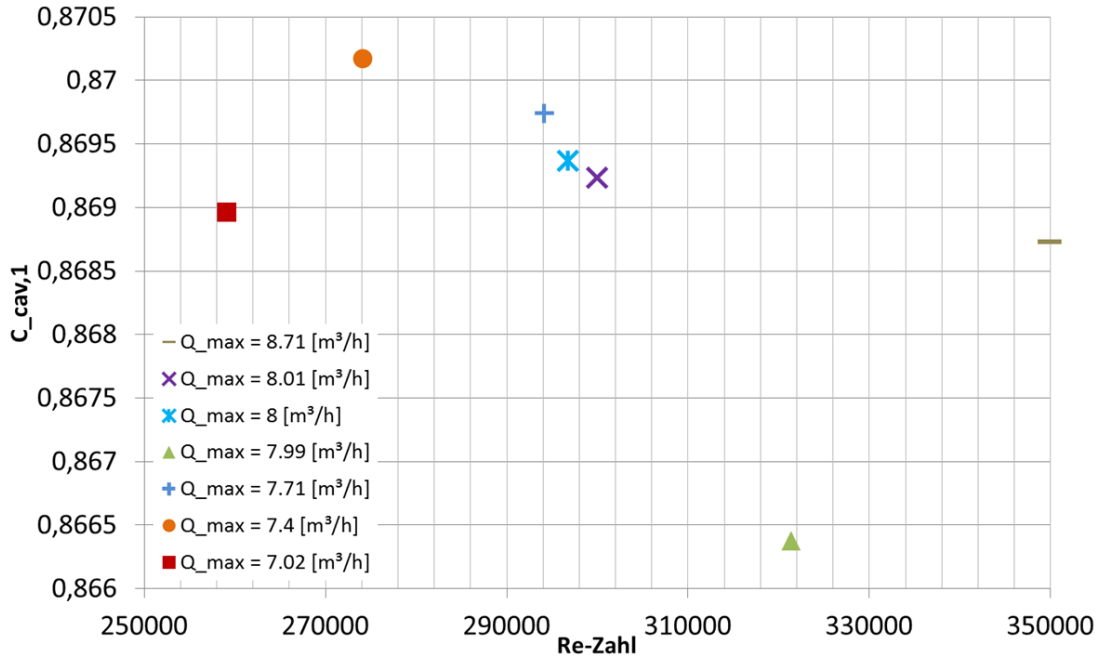


ABBILDUNG 5.11: $C_{cav,1}$ vs. Re -Zahl im Bereich der Durchflussbegrenzung. Mit $Re\text{-Zahl} = \frac{\rho_l \bar{V}_{th,inv} d_{th}}{\mu}$

In Abb. 5.11 ist für jede Messkurve separat der Korrekturfaktor $C_{cav,1}$ ermittelt und über der Re -Zahl aufgetragen. Die Re -Zahl bleibt konstant sobald die Durchflussbegrenzung einsetzt, da sich die Düsenhalsgeschwindigkeit nicht weiter erhöht ⁴.

Abgesehen von Messkurve $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$, die auch in Tabelle 5.3 die größte Abweichung aufweist, liegen alle Korrekturfaktoren in einem relativ engen Bereich zwischen $C_{cav,1} \approx 0.8687 - 0.8702$. Wie auch schon in den Daten von Tabelle 5.3, lässt sich auch in den einzelnen Korrekturfaktoren kein klarer Trend erkennen, weder im Bezug auf den Durchfluss, noch im Bezug auf die Re -Zahl. Allerdings ist der experimentell abgedeckte Durchfluss- bzw. Re -Zahl-Bereich auch eher klein.

Erst ein Vergleich der gemessenen Wassertemperaturen zeigt einen klaren Einfluss auf den Korrekturfaktor. In Tabelle 5.4 sind die gemittelten Temperaturen aufgetragen, die im Bereich der Durchflussbegrenzung gemessen worden sind. Da der Korrekturfaktor $C_{cav,1}$ anhand der Messreihe $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$ angepasst wurde, basiert dieser nach Tab. 5.4 auf einer Temperatur von etwa 21.4°C und damit auf der Referenzdichte $\rho_{ref} = 997.906 \text{ kg}/\text{m}^3$. In Tabelle 5.4 sind die jeweiligen Dichten der einzelnen Messreihen auf die Referenzdichte von $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$ bezogen. Der sich so ergebende Dichte-Faktor

⁴Dies trifft natürlich nur dann zu, wenn als weitere Fluidparameter die Flüssigkeitswerte gewählt werden.

fließt dann als Temperaturkorrelation in den Korrekturfaktor ein:

$$C_{cav,1} = 0.869252 * \frac{\rho}{\rho_{ref}} \quad (5.7)$$

Messkurve [m^3/h]	T [°C]	ρ/ρ_{ref}	Neue Abweichung durch Temp.-Einfluss [%]
$Q_{max} = 8.71$	24.4	0.999291	0.0617
$Q_{max} = 8.01$	21.4	1	0.00045
$Q_{max} = 8.00$	21.1	1.000088	0.0182
$Q_{max} = 7.99$	24.0	0.999391	0.354
$Q_{max} = 7.71$	22.2	0.999820	0.060
$Q_{max} = 7.40$	20.7	1.000157	0.101
$Q_{max} = 7.02$	20.8	1.000131	0.039

TABELLE 5.4: Gemessene Temperaturen im Bereich der Durchflussbegrenzung und darauf basierte Anpassung des Korrekturfaktors $C_{cav,1}$; mit $\rho_{ref} = 997.906 \text{ kg/m}^3$.

Mit dem angepassten Korrekturfaktor wird wiederum der Massenstrom nach Gl. (5.2) berechnet. Die Abweichung zum gemessenen Massenstrom ist in der letzten Spalte in Tabelle 5.4 aufgetragen. In Abb. 5.12 sind die jeweiligen Abweichungen mit und ohne Temperatureinfluss aufgetragen. Wie man erkennt, sinkt die Abweichung unter Berücksichtigung

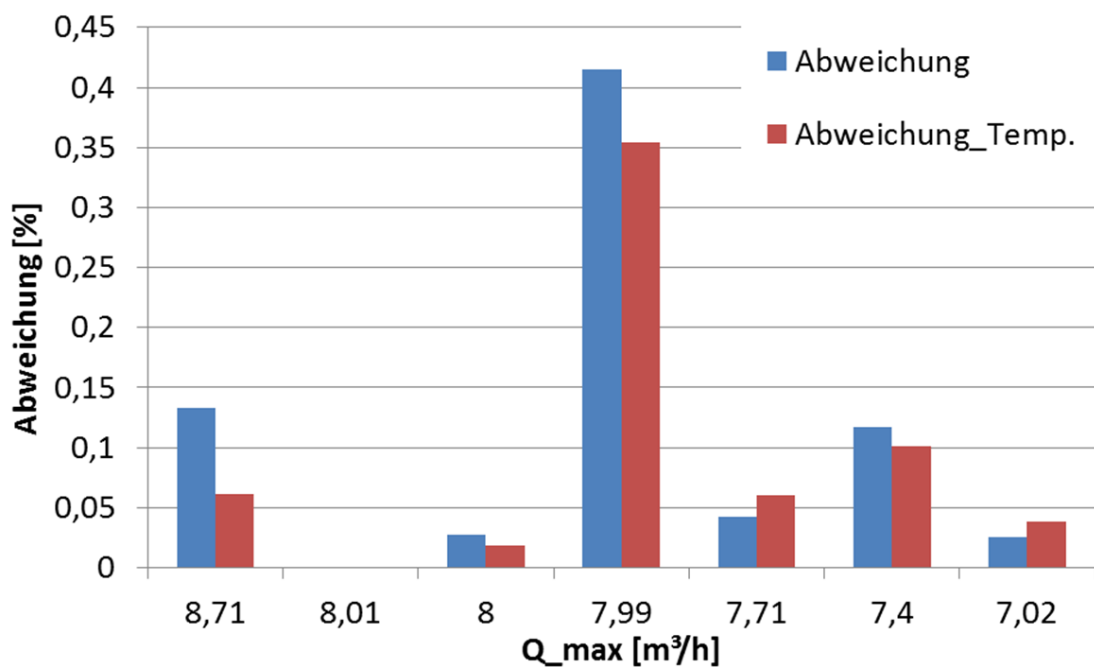


ABBILDUNG 5.12: Abweichung bei der Berechnung des Massenstromes unter Verwendung eines konstanten Korrekturfaktors $C_{cav,1}$ sowie unter Berücksichtigung des Temperatureinflusses auf die Dichte nach Gl. (5.7).

des Temperatureinflusses bei fast allen Messkurven ab. Lediglich bei $Q_{max} = 7.71 \text{ m}^3/h$ und $Q_{max} = 7.02 \text{ m}^3/h$ steigt die Abweichung leicht an. Ein Grund dafür könnten Messunsicherheiten sein. Abbildung 5.12 verdeutlicht aber, dass ein Temperatureinfluss auf

den Korrekturfaktor wahrscheinlich und die Berücksichtigung basierend auf der Dichte nach Gl. (5.7) plausibel ist.

Eine Berechnung der Massenströme mit den in Kapitel 2.2.1 vorgestellten HEM und HNE Modellen war nicht möglich. Aufgrund der geringen Flüssigkeitstemperaturen von etwa 20 °C wird der Nenner in Gl. (2.34) negativ, wodurch beide Modelle unphysikalische Werte liefern. SCHRÖDER ET AL. empfehlen daher in diesem Bereich, speziell auch bei einer Anströmung mit einer rein flüssigen Phase, die Verwendung der BERNOULLI-Gl. [165].

Lediglich mit einem von KIM vorgeschlagenen Modell lässt sich ebenfalls der Durchfluss bestimmen [164]. Dieses basiert, genauso wie z.B. Gl. (5.1) und (5.3), auf einer reibungslosen Betrachtung nach BERNOULLI und wird über einen Korrekturfaktor angepasst. Der Korrekturfaktor wirkt sich bei KIM jedoch nur auf den Sättigungsdampfdruck aus:

$$\dot{m} = A_{th} \sqrt{2 [P_{\infty} - C_f P_{sat}(T_{\infty})] \rho_{l,\infty}} \quad (5.8)$$

Für Eintrittsdrücke bis 5 bar und eine Anströmung mit unterkühltem oder gesättigtem Wasser gibt KIM einen Korrekturfaktor $C_f = 0.87$ an [164]. In Tabelle 5.5 sind die gemessenen und die nach Gl. (5.8) berechneten Massenströme für die Durchflussbegrenzung gegenüber gestellt. Die jeweiligen prozentualen Abweichungen liegen im Schnitt bei 16.5% und sind damit noch deutlich höher als die von KIM angegebene Abweichung von 10% [164].

Messkurve [m^3/h]	\dot{m}_{max} (MID) [kg/s]	\dot{m}_{Kim} (Gl. (5.8)) [kg/s]	Abweichung [%]
$Q_{max} = 8.71$	2.4132	2.812	16.52
$Q_{max} = 8.01$	2.22055	2.586	16.45
$Q_{max} = 8.00$	2.2178	2.5822	16.43
$Q_{max} = 7.99$	2.2150	2.587	16.79
$Q_{max} = 7.71$	2.1374	2.484	16.21
$Q_{max} = 7.40$	2.0514	2.386	16.31
$Q_{max} = 7.02$	1.9461	2.266	16.44

TABELLE 5.5: Gemessene und nach KIM (Gl. (5.8)) berechnete Massenströme im vollständig kavitierenden Bereich.

Die von KIM angegebenen Korrekturfaktoren liegen in etwa in der gleichen Größenordnung wie die in dieser Arbeit präsentierten. Allerdings korrigiert KIM darüber lediglich den Sättigungsdampfdruck. Er gibt jedoch auch an, dass der Korrekturfaktor vom Eintrittsdruck abhängig ist, was die eigenen Vermutungen bestätigt.

5.2.1.1 Überlegungen zur Durchflussbegrenzung

In Analogie zur MACH-Zahl, die mit einem Wert von 1.0 die Durchflussbegrenzung bei kritisch durchströmten Venturi-Düsen charakterisiert, lässt sich auch eine primitive dimensionslose Kennzahl für die Durchflussbegrenzung bei hydraulisch kavitierenden Düsen definieren. Diese soll im Folgenden MACH-Zahl der Kavitation genannt werden, Ma_{cav} , und wird ebenfalls als ein Geschwindigkeitsverhältnis definiert:

$$Ma_{cav} = \frac{\bar{V}_{th}}{\bar{V}_{th,max}} \quad (5.9)$$

Die maximal, im Düsenhals erreichbare Geschwindigkeit $\bar{V}_{th,max}$ könnte durchaus der Schallgeschwindigkeit des Flüssigkeits-Dampf-Gemisches entsprechen, wie in Kapitel 2.1.2.3 gezeigt wurde. Die Gemischzusammensetzung und damit die Schallgeschwindigkeit des Gemisches lässt sich aber nur schwer bestimmen. Eine andere Möglichkeit liefert hier die bereits in Gl. 5.6 vorgestellte maximale reibungslose Geschwindigkeit mit der Annahme des Dampfdruckes als Düsenhalsdruck.

Entspricht nun die tatsächliche Düsenhalsgeschwindigkeit \bar{V}_{th} der maximalen Düsenhalsgeschwindigkeit $\bar{V}_{th,max}$, sprich nimmt Ma_{cav} den Wert 1.0 an, ist der maximal mögliche Durchfluss erreicht.

5.2.2 Verlustkoeffizient

Neben der Betrachtung des Durchflusses ist eine weitere interessante Auswertung die bezüglich des Verlustkoeffizienten. Diese Auswertung geht auf die Arbeit von RUDOLF ET AL. zurück, die in Ihrer Veröffentlichung, basierend auf der Evaluierung des Verlustkoeffizienten, das Kavitationsverhalten eines Herschel-Rohres charakterisiert haben [37]. Für die Berechnung des Verlustkoeffizienten haben RUDOLF ET AL. die folgende Definition genutzt: [37]:

$$\zeta = \frac{p_1 - p_2}{0.5 \rho_l v_{th}^2} \quad (5.10)$$

Eine große Unbekannte in dieser Gleichung ist jedoch die mittlere Düsenhalsgeschwindigkeit v_{th} . Wie in Kapitel 2.1.1 und 5.2.1 gezeigt wird, kann diese unter Verwendung der BERNOULLI-Gleichung nach Gl. (5.6) mit der Annahme, dass im Düsenhals der Dampfdruck herrscht, berechnet werden. Diese Annahme ist natürlich nur für den Fall der vollständig ausgebildeten Kavitation gültig, sprich nur während der Durchflussbegrenzung. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Verwendung der Massenerhaltung. Da sich aber im kavitierenden Zustand die mittlere Dichte im Düsenhals in unbekanntem Maße verringert, sollte dieser Ansatz nur für den nicht kavitierenden Zustand und den vollständig kavitierenden Zustand (wiederum mit der Annahme: $p_{th} = p_v$) zulässig sein.

Veranschaulicht am Durchfluss für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ aus Abb. 5.6 ergeben sich damit zunächst drei Bereiche, die in Abb. 5.13 skizziert sind.

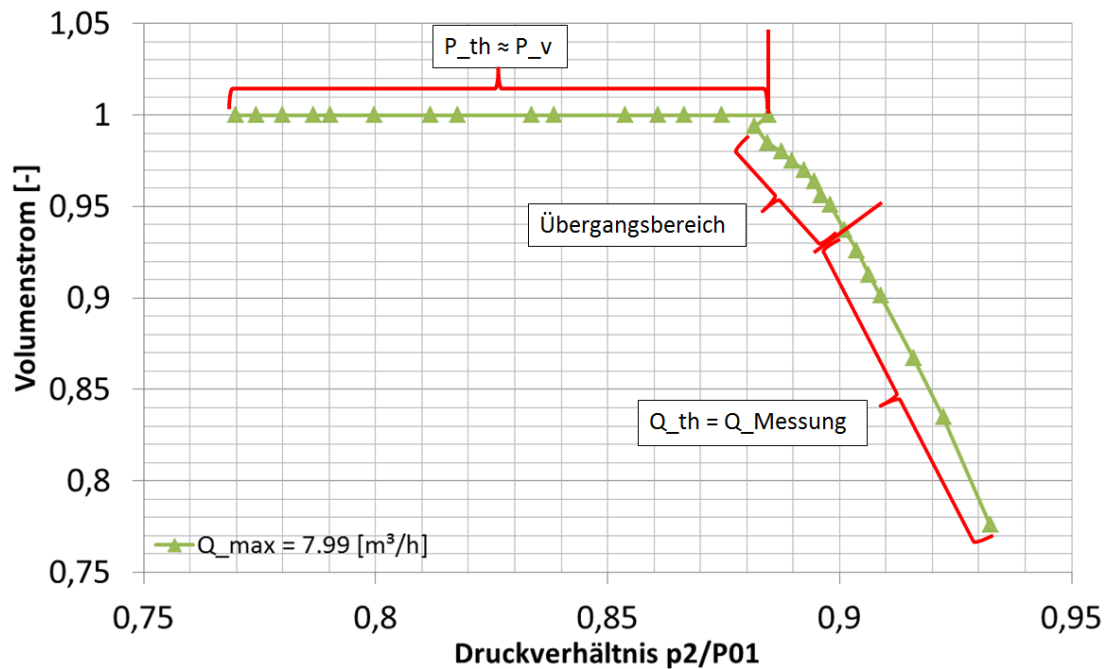


ABBILDUNG 5.13: Skalierte Volumenstrom in Abhängigkeit des Druckverhältnisses p_2/P_{01} für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$.

Im Bereich der Durchflussbegrenzung, die einsetzt sobald die Kavitationsblase das Halssende, bzw. den Diffusor Anfang, erreicht, wird im Allgemeinen angenommen, dass der mittlere Druck im Düsenhals dem Dampfdruck entspricht. Dass diese Annahme nicht ganz korrekt ist, wird noch in Kapitel 5.3.1 gezeigt. Zu größeren Druckverhältnissen hin schrumpft die Kavitationsblase bis sie vollständig verschwindet. In diesem Übergangsbereich ist eine mögliche Annahme für die Berechnung der Geschwindigkeit im Düsenhals zunächst unklar. Im nicht kavitierenden Zustand entspricht der gemessene Volumenstrom dem Volumenstrom im Düsenhals, wodurch sich die Geschwindigkeit leicht über den bekannten Düsenhalsdurchmesser berechnen lässt.

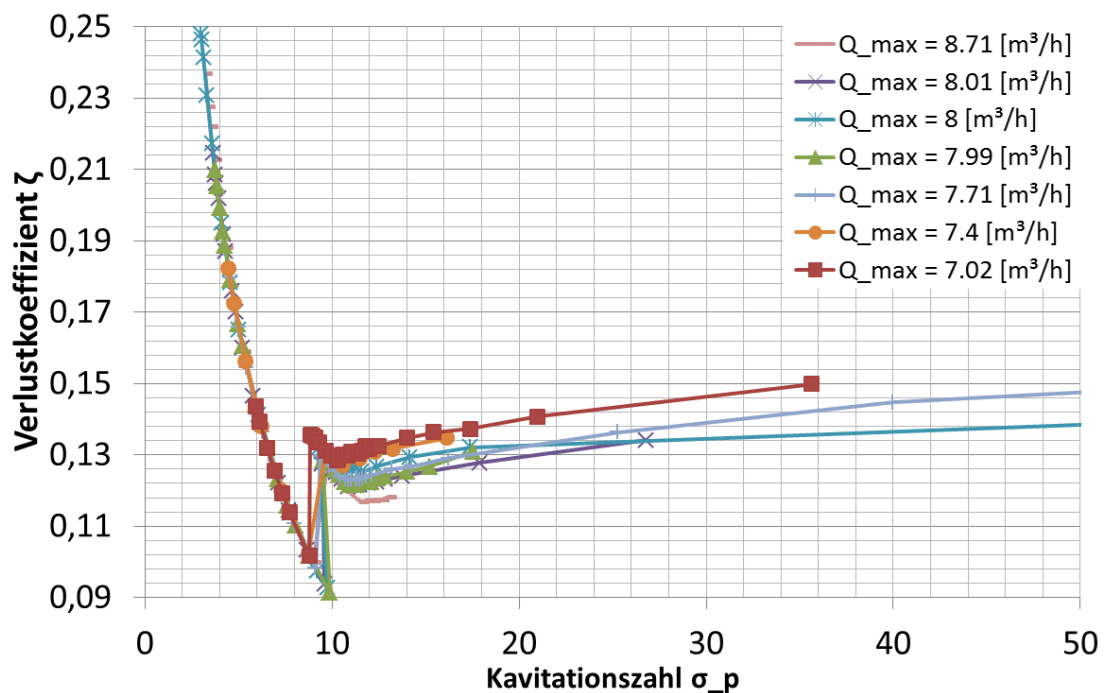
Ein Vergleich mit den numerischen Untersuchungen ergibt, dass der vermutlich beste Ansatz für die Bestimmung der Halsgeschwindigkeit im Übergangsbereich ebenfalls die Verwendung des gemessenen Volumenstromes ist. Für den genauen Vergleich und weitere Erläuterungen sei an dieser Stelle auf Kapitel 5.3.2 verwiesen. Weiterhin wird die Halsgeschwindigkeit im vollständig kavitierenden Bereich der Durchflussbegrenzung nach Gl. (2.1) berechnet. Dementsprechend wird die Düsenhalsgeschwindigkeit in den drei Bereichen über folgende Beziehungen bestimmt:

In Abb. 5.14 ist der Verlustkoeffizient nach Gl. (5.10) über der Kavitationszahl σ_p für die

	Düsenhalsgeschwindigkeit
nicht kavitierend	$Q_{MID} = Q_{th}$
Übergangsbereich	$Q_{MID} = Q_{th}$
Durchflussbegrenzung	$V_{th} = \bar{V}_{th, inviscid}$ nach Gl. (5.6)

TABELLE 5.6: Verwendete Beziehungen zur Bestimmung der Düsenhalsgeschwindigkeit.

zuvor bereits gezeigten Messkurven aufgetragen. Bei dieser Art der dimensionslosen Darstellung fallen alle Messkurven im voll kavitierenden Bereich der Durchflussbegrenzung bei $\sigma_p < 8.5$ zusammen. Im Übergangsbereich ($8.5 < \sigma_p < 12$) sowie im nicht kavitierenden Bereich ($\sigma_p > 12$) ergibt sich, wie auch schon beim Durchfluss, keine Überlagerung.

ABBILDUNG 5.14: Experimentell ermittelter Verlustkoeffizient ζ in Abhängigkeit der Kavitationszahl σ_p für unterschiedliche Q_{max} .

Der Übergangsbereich ist in Abb. 5.15 noch einmal vergrößert dargestellt. Für die unterschiedlichen Volumenströme lässt sich im Übergangs- und nicht kavitierenden Bereich nun ein Trend im Verlustkoeffizienten ausmachen. Mit zunehmendem Q_{max} sinkt der Verlustkoeffizient im Übergangsbereich sowie Richtung zunehmender Kavitationszahlen ab. Dies mag zunächst verwundern, hängt aber mit der Tatsache zusammen, dass mit zunehmendem Durchfluss auch die REYNOLDS-Zahl steigt, was wiederum bedeutet, dass die Grenzschichtdicke und somit die Verluste abnehmen. Lediglich die Messkurve für $Q_{max} = 8 \text{ m}^3/\text{h}$ sticht hierbei ein wenig raus, da sie sich von den Messkurven für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ und $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$ doch deutlich im Übergangs- und nicht kavitierenden Bereich abhebt. Allerdings liegt zwischen der Messung von $Q_{max} = 8 \text{ m}^3/\text{h}$

und $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ ein Zeitraum von einer Woche, in welcher der Prüfstand anderweitig genutzt wurde, wodurch sich möglicherweise die Wasserqualität verändert hat. Zwischen der Messung von $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ und $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$ liegen lediglich etwa 12h, daher vermutlich die deutlich bessere Übereinstimmung.

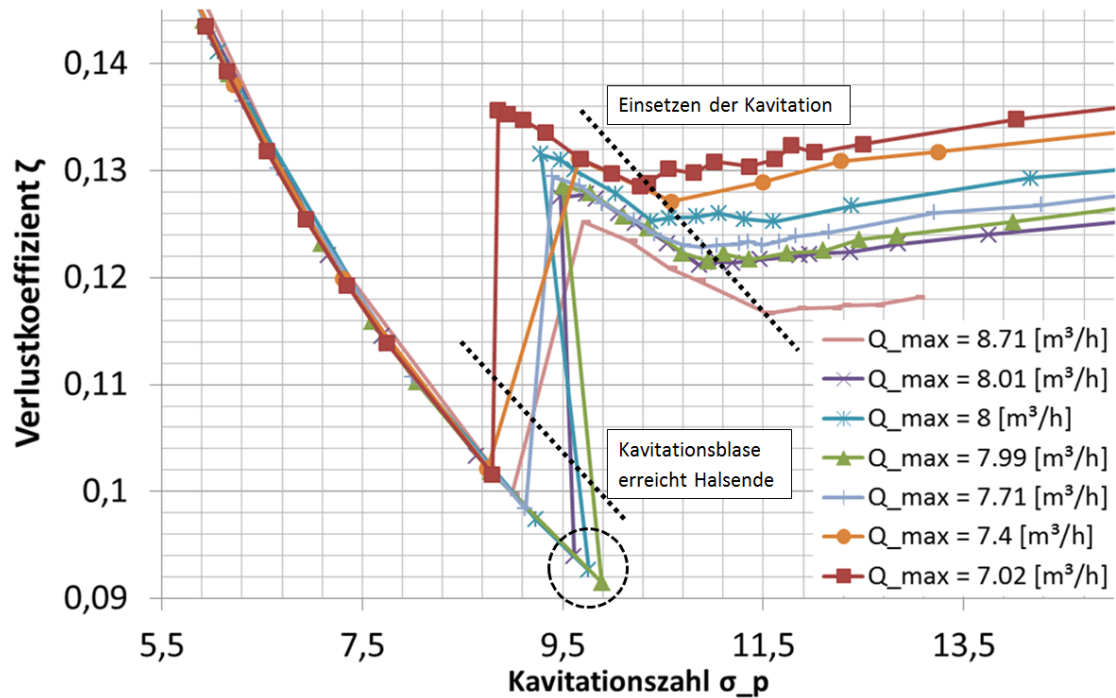


ABBILDUNG 5.15: Experimentell ermittelter Verlustkoeffizient ζ in Abhängigkeit der Kavitationszahl σ_p , vergrößerte Darstellung des Übergangsbereiches ($8.5 < \sigma_p < 12$).

Im Übergangsbereich ($8.5 < \sigma_p < 12$) erkennt man wieder deutlich einen Knick im Verlauf der einzelnen Messkurven. Ausgehend vom nicht kavitierenden Zustand, bei Kavitationszahlen $\sigma_p > 12$, sinkt der Verlustkoeffizient bei einer Vergrößerung der Druckdifferenz zunächst leicht ab. Bei $\sigma_p \approx 11.5 - 10$ ist bei allen Messkurven ein deutlicher Anstieg des Verlustkoeffizienten um etwa 5.5% zu sehen ist. Wie in Abb. 5.15 angedeutet, fällt der Anstieg des Verlustkoeffizienten mit dem Einsetzen der Kavitation zusammen. Ebenfalls zu erkennen ist die Abhängigkeit von σ_i , also der Kavitationszahl für den Kavitationsbeginn, von der Strömungsgeschwindigkeit. In Übereinstimmung mit den Auswirkungen des Geschwindigkeitsmaßstabeffektes (s. Kapitel 2.1.2.2) nimmt σ_i mit der Strömungsgeschwindigkeit, also mit steigendem Q_{max} zu.

Nach dem leichten Anstieg fällt der Verlustkoeffizienten stark ab sobald die Kavitationsblase das Düsenhalsende erreicht. Der Abfall des Verlustkoeffizienten ist deutlich stärker ausgeprägt als der vorherige Anstieg und liegt bei etwa 25%. Allerdings zeigt sich beim Eintritt in die Durchflussbegrenzung wiederum kein einheitliches Bild der einzelnen Verläufe, so dass hier keine Tendenzen zu erkennen sind. Lediglich die drei Messkurven

$Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$, $8.00 \text{ m}^3/\text{h}$, $8.01 \text{ m}^3/\text{h}$ fallen wieder aus dem Schema und weisen deutlich stärkere Einbrüche des Verlustkoeffizienten beim Einsetzen der Durchflussbegrenzung auf (s. eingekreister Bereich in Abb. 5.15).

Der starke Abfall des Verlustkoeffizienten beim Übergang zur Durchflussbegrenzung kommt natürlich teilweise durch die Art der Berechnung in diesem Bereich zustande. Bei Einsetzen der Durchflussbegrenzung wird die Düsenhalsgeschwindigkeit nicht mehr über den gemessenen Volumenstrom bestimmt, sondern über die reibungslose Gl. (5.6). Dies führt natürlich an sich schon zu einer Reduktion des Verlustkoeffizienten. Wie jedoch noch in Kapitel 5.3.2 gezeigt wird, ist dies nicht der eigentliche Grund. Anhand der numerischen Untersuchungen findet in Kapitel 5.3.2 eine Abschätzung des Fehlers der aufgrund der reibungsfreien Betrachtung eingebracht wird statt.

In den bisherigen Abbildungen wird der Verlustkoeffizient stets über der Kavitationszahl σ_p , basierend auf Druckdifferenzen, aufgetragen. Statt dessen kann aber auch genauso gut die übliche Definition verwendet werden, wobei hier zwei unterschiedliche Referenzdrücke gewählt werden, einmal der Eintritts- und einmal der Austrittsdruck:

$$\sigma_{th1} = \frac{P_1 - P_v}{0.5\rho_l v_{th}^2} \quad (5.11)$$

$$\sigma_{th2} = \frac{P_2 - P_v}{0.5\rho_l v_{th}^2} \quad (5.12)$$

Als Referenzgeschwindigkeit wird wie üblich die Düsenhalsgeschwindigkeit gewählt, nach der selben Berechnungsweise wie auch für den Verlustkoeffizienten⁵. Am Beispiel für die Messkurve $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$ sind die drei unterschiedlichen Darstellungsweisen gemeinsam in Abb. 5.16 aufgetragen. Diese Art der Darstellung verdeutlicht die teilweise großen Unterschiede durch die Verwendung der verschiedenen Referenzwerte. So steigt der Verlustkoeffizient beim Einsetzen der Durchflussbegrenzung bei σ_{th1} und σ_{th2} deutlich steiler an als bei der Auftragung über σ_p . Generell ist der gesamte Bereich der Kavitationszahl bei σ_{th1} und σ_{th2} wesentlich gedrängter und zu deutlich kleineren Kavitationszahlen hin verschoben. Bei der Auftragung über σ_p wird der Messbereich hingegen auseinander gezogen und verschiebt sich generell zu deutlich höheren Kavitationszahlen. Trägt man die Kavitationszahlen logarithmisch auf, wird der starke Anstieg des Verlustkoeffizienten vor allem bei σ_{th1} noch deutlicher. Unter Verwendung des Eintrittsdruckes als Referenzdruck wird die Kavitationszahl im vollständig kavitierenden Bereich konstant, was möglicherweise für die eindeutige Bestimmung dieses Zustandes von Vorteil ist (z.B. wenn keine zusätzliche Durchflussmessung vorhanden ist).

Ein global sehr ähnliches Verhalten im Bezug auf den Verlauf des Verlustkoeffizienten

⁵Es ließen sich natürlich noch weitere Referenzwerte wählen, wie die Eintrittsgeschwindigkeit, die jedoch keine Vorteile in der Darstellung bringen.

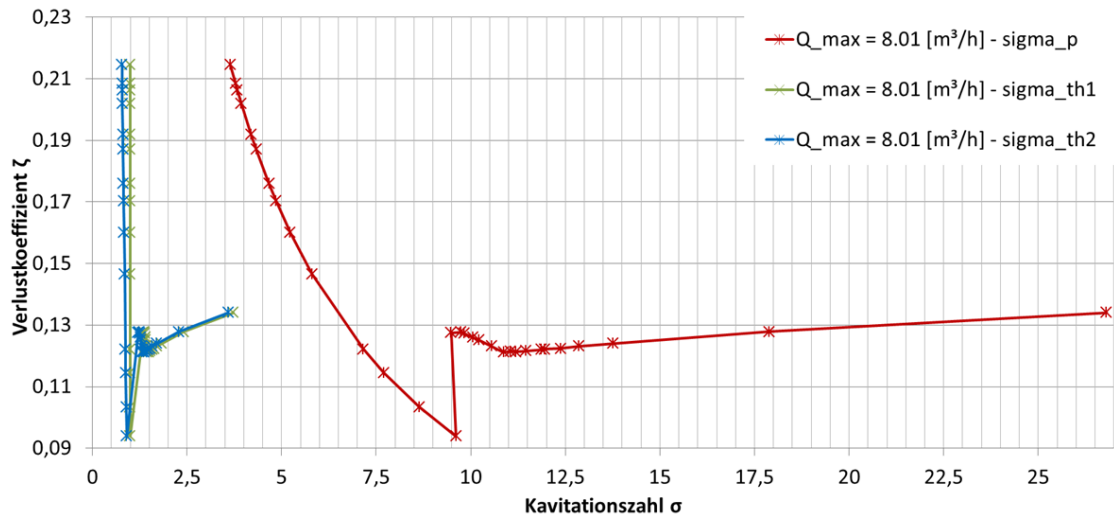


ABBILDUNG 5.16: Verlustkoeffizient ζ in Abhängigkeit der Kavitationszahl σ_p , σ_{th1} und σ_{th2} für $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$.

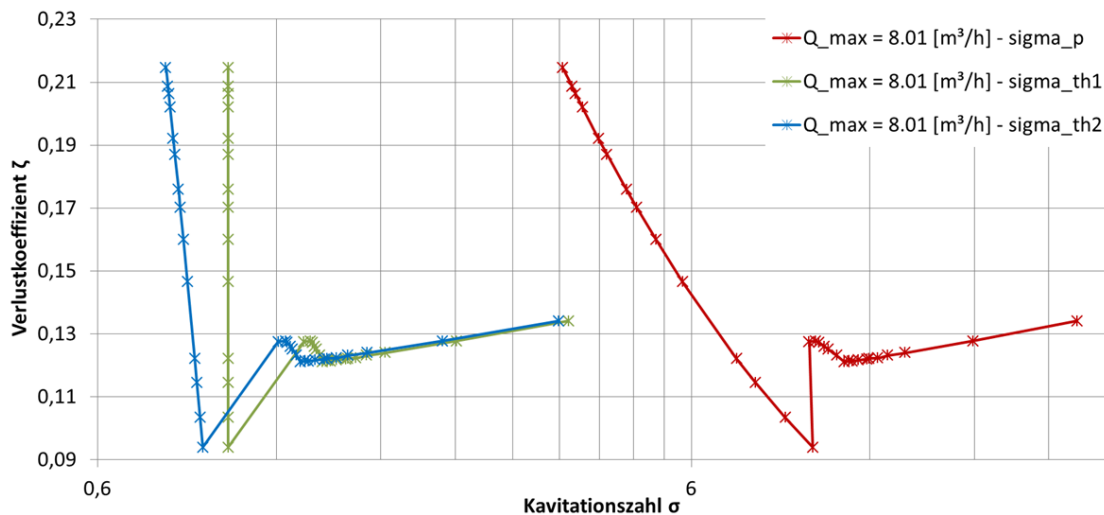


ABBILDUNG 5.17: Verlustkoeffizient ζ in Abhängigkeit der Kavitationszahl (logarithmisch) σ_p , σ_{th1} und σ_{th2} für $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$.

haben RUDOLF ET AL. in ihren Untersuchungen eines Herschel-Rohres erhalten, zu sehen in Abb. 5.18 [37]. Das von RUDOLF ET AL. untersuchte Herschel-Rohr hat mit 20 mm einen fast doppelt so großen Halsdurchmesser und mit 11° einen deutlich größeren Diffusorhalbwinkel als die für diese Arbeit untersuchte Geometrie. Dadurch und durch die unbekannten Zuströmbedingungen wie Eintrittsdruck etc. könnten Maßstabeffekte einen Einfluss auf die Ergebnisse haben.

In dem vergrößerten Bereich in Abb. 5.18 ist, in guter Übereinstimmung mit den hier präsentierten Ergebnissen, deutlich der markante Knick kurz vor dem linearen Anstieg des Verlustkoeffizienten zu erkennen. Allerdings ist die Anzahl der Messpunkte in diesem Bereich bei RUDOLF ET AL. deutlich geringer. Abweichend von den hier präsentierten Untersuchungen haben RUDOLF ET AL. den sichtbaren Beginn der Kavitation jedoch erst

wesentlich später, nämlich genau ab dem Anstieg des Verlustkoeffizienten, ausgemacht. Weiterhin ist der von RUDOLF ET AL. bestimmte Verlustkoeffizient im Übergangs- und nicht kavitierenden Bereich etwa doppelt so hoch wie der in Abb. 5.14 gezeigte. Gründe dafür liegen vermutlich vor allem in der nicht näher genannten Vorgehensweise zur Bestimmung der Düsenhalsgeschwindigkeit, die sowohl in den Verlustkoeffizienten ζ , wie auch in die von RUDOLF ET AL. verwendete Kavitationszahl σ_{th2} eingeht.

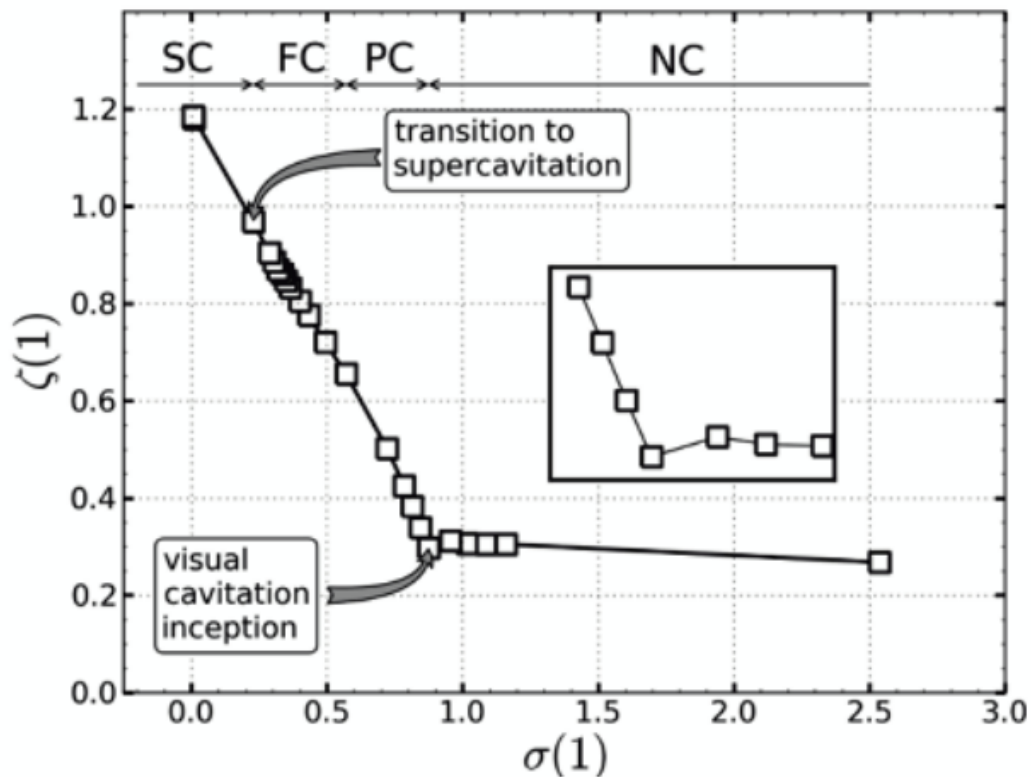


ABBILDUNG 5.18: Experimentell ermittelter Verlustkoeffizient ζ vs. Kavitationszahl σ_{th2} , Daten nach RUDOLF ET AL. [37] - NC = no cavitation, PC = partial cavitation, FC = full cavitation, SC = super cavitation.

In dem von RUDOLF ET AL. genutzten Teststand können wesentlich kleinere Druckverhältnisse realisiert werden als am EWZP. Die damit durchgeführten Messungen bei sehr kleinen Kavitationszahlen σ_{th2} zeigen weiterhin einen klaren linearen Zusammenhang mit dem Verlustkoeffizienten.

Das globale Verhalten der Messungen von RUDOLF ET AL. stimmt mit den in dieser Arbeit präsentierten Messergebnissen überein und bestätigt damit deren Richtigkeit. Vor allem im Bezug auf das Verhalten kurz vor dem Einsetzen der Durchflussbegrenzung kann in beiden Experimenten zunächst ein leichter Anstieg, gefolgt von einem Abfall des Verlustkoeffizienten beobachtet werden. Allerdings ließ sich die Diskrepanz bezüglich des Kavitationsbeginns nicht klären.

5.2.3 Hochgeschwindigkeitsaufnahmen

Für die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen stand das Photron FASTCAM SA-Z 2100K System zur Verfügung. Mit dieser Hochgeschwindigkeitskamera sind Aufnahmen bis maximal 2.1 Mio fps möglich. Allerdings verringert sich dabei der Bildausschnitt (ROI - region of interest) von 1024 x 1024 Pixel auf 128 x 8 Pixel. Für diese Arbeit wurden daher lediglich Aufnahmen mit 50.000 - 140.000 fps durchgeführt, wodurch die gesamte Abbildung der Kavitationsblase gewährleistet werden konnte. Für die dennoch extrem kurzen Belichtungszeiten muss eine ausreichende Beleuchtung des Bildausschnittes gewährleistet sein. Dafür wird das Herschel-Rohr zusätzlich von zwei Seiten beleuchtet, wofür unterschiedliche Beleuchtungssysteme genutzt werden. Für die Hintergrundbeleuchtung wird das IDT Constellation 120 System, mit bis zu 15000 *lm* Lichtleistung verwendet. Damit wird die Düse von hinten, der Hochgeschwindigkeitskamera gegenüber liegend, angestrahlt. Zusätzlich wird die Düse von oben mit dem Vision Devices VD7000 System mit bis zu 7280 *lm* beleuchtet.

Durch die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen konnten einige Phänomene untersucht und bestätigt werden, wie z.B. die global stationäre Schichtkavitation, die dennoch im Endbereich ein stark instationäres Verhalten aufweist. Im Folgenden sollen einige Auswertungen an Einzelbildern dies verdeutlichen. Einen deutlich besseren Eindruck vermitteln jedoch nur die Videos, die an den entsprechenden Stellen im Text für den Leser verlinkt sind.

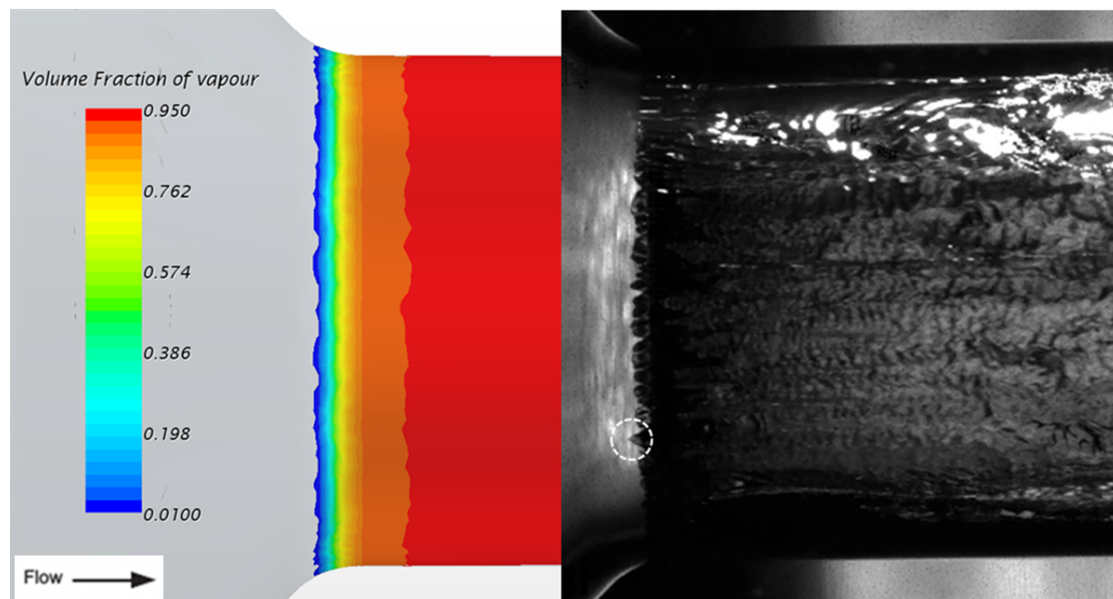


ABBILDUNG 5.19: Vergleich: CIP numerisch ($\sigma_p = 3.19$) - CIP experimentell ($\sigma_p = 7.21$) (Photron bei 50.000 fps).

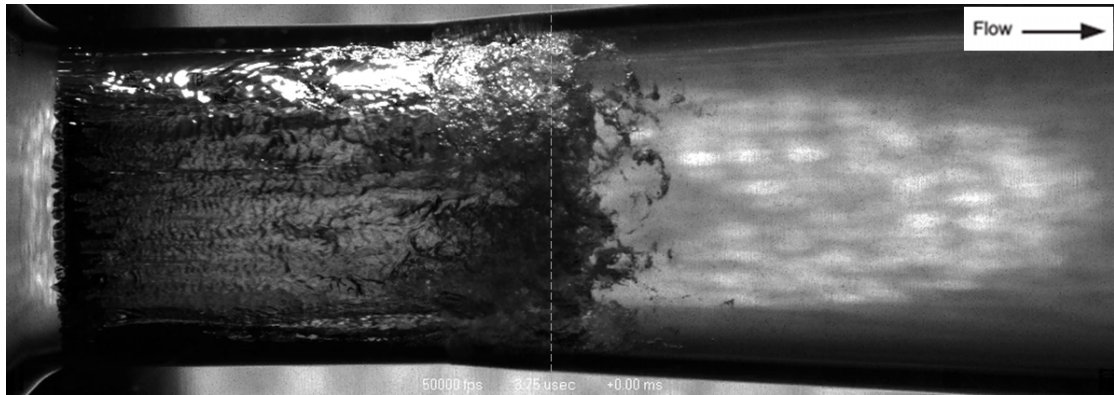
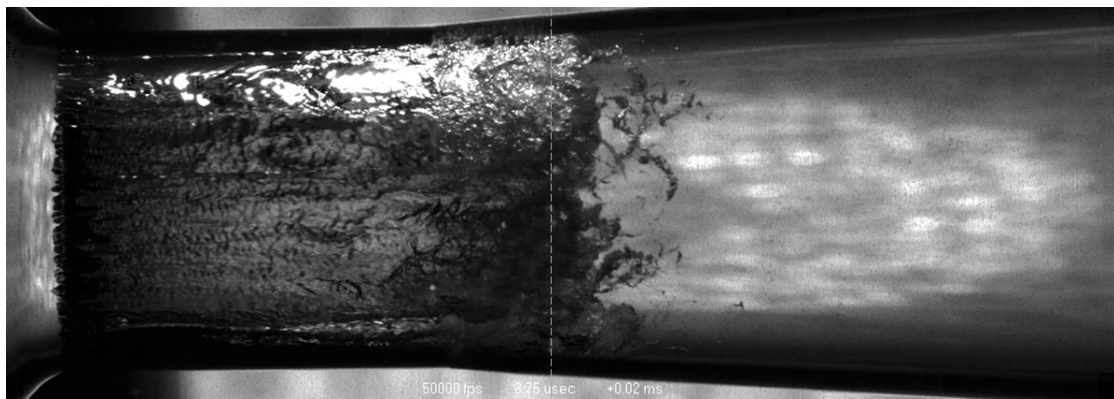
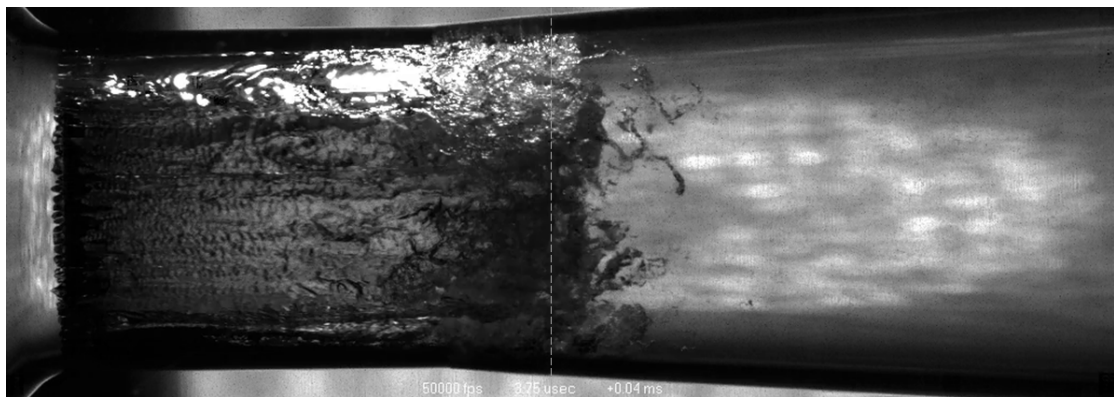
In Abb. 5.19 ist eine Gegenüberstellung des numerisch ermittelten und anhand der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen beobachteten Anfangsbereiches der Schichtkavitation im Hals des Herschel-Rohres gezeigt. Auf der linken Seite ist der numerisch ermittelte

Dampfvolumenanteil anhand von mehreren ISO-Flächen dargestellt (näheres zu den numerischen Untersuchungen in Kapitel 5.3). Auf der rechten Seite ist ein Ausschnitt aus einer Hochgeschwindigkeitsaufnahme mit 50.000 fps gezeigt. In Kapitel 4.3.1 wird bereits auf das über dem Umfang der Düse unregelmäßige einsetzen der Kavitation (CIP) eingegangen. Anhand der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen hat sich das ungleichmäßige numerische Erscheinungsbild des CIP bestätigt. Man kann in Abb. 5.19 in der Hochgeschwindigkeitsaufnahme deutlich die unregelmäßigen, fingerartigen Strukturen am Beginn der Schichtkavitation erkennen. Diese erstrecken sich sowohl in den Simulationen, als auch in den Experimenten bis in den abgerundeten Übergang vom Düsen- zum Halsbereich hinein. Die Kavitation fängt also, bedingt durch die Abrundung, schon vor dem Düsenhals an.

Diese fingerartigen Strukturen entstehen vermutlich nicht durch lokale Unebenheiten in der Oberfläche, da sie in den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen deutlich erkennbaren Positionsschwankungen unterliegen. Dabei wandern sie über dem Umfang mehrere Grad vor und zurück, wohingegen die axiale Position so gut wie identisch bleibt. Ursachen könnten z.B. lokale Druckminima durch turbulente Druckschwankungen sein. Die einzige Ausnahme bildet der im eingekreisten Bereich zu sehende spitze CIP. Dieser bleibt in allen Aufnahmen konstant, so dass davon ausgegangen werden kann, dass an dieser Stelle tatsächlich eine Oberflächenungenauigkeit ist, an der die Kavitation einsetzt.

Im Folgenden wird zunächst eine Analyse von Bildsequenzen gezeigt, aufgenommen mit dem Photron System mit 50.000 fps für einen maximalen Volumenstrom von $Q_{max} = 9.09 \text{ m}^3/h$. Bei 50.000 fps liegt die Auflösung der ROI bei 1024×360 Pixeln. Die Strömung fließt stets von links nach rechts und man erkennt in den Aufnahmen von Abb. 5.20 am linken Bildrand noch den Übergang vom Düsen- zum Halsbereich.

Aus dem vom MID gemessenen Volumenstrom ergibt sich vor dem Herschel-Rohr eine mittlere Anströmgeschwindigkeit von 4.905 m/s . Die anhand der Aufnahmen ermittelte Länge der Kavitationsblase beträgt etwa 17.55 mm . Laut den Untersuchungen von STUTZ und REBOUD an einem konvergenten-divergenten Segment [152], sollte aus dem Verhältnis von Anströmgeschwindigkeit zu Länge der Kavitationsblase eine periodische Ablösung der Kavitationsblase mit einer Frequenz von etwa 75 Hz resultieren (vgl. z.B. Abb. 4.30). Die Länge einer Periode betrüge damit etwa 0.013 s . Die mit 50.000 fps aufgezeichnete Videosequenz deckt insgesamt einen Zeitraum von 200 ms ab, so dass in dieser etwa 15 Perioden zu erkennen sein sollten. Im Folgenden wird aus dieser 200 ms Videosequenz zunächst ein beliebig gewähltes Intervall von $T_{ref} = 0.013 \text{ s}$ untersucht. Dafür werden anfänglich die ersten 0.01 ms dieses Intervalls zeitlich hoch aufgelöst präsentiert und anschließend das restliche Intervall in 1/8-Schritten bezogen auf die Dauer von 0.013 s .

(a) $t = t_0$ (b) $t = t_0 + 0.02 \text{ ms}$ (c) $t = t_0 + 0.04 \text{ ms}$

In Abb. 5.20 wird als erstes eine Sequenz aus sechs Aufnahmen gezeigt, jeweils im Abstand von 0.02 ms aufgenommen. Basierend auf der Annahme, dass ein periodischer Zyklus der Formation und Vernichtung der Kavitationsblase, oder eines Teilbereiches, etwa 0.013 s dauert, zeigen diese Aufnahmen zunächst den beliebig gewählten Zeitpunkt $t/T_{ref} \geq 0$ dieses Zyklus. Daran schließen sich die Aufnahmen in Abb. 5.21 an, die den weiteren Verlauf im hypothetischen Kavitationszyklus zeigen und so insgesamt eine Zeitspanne von 0.013 s abdecken ⁶.

⁶Eine längere Videosequenz mit 50.000 fps kann unter folgendem Link betrachtet werden: <https://youtu.be/lvVdTAMbtH4>

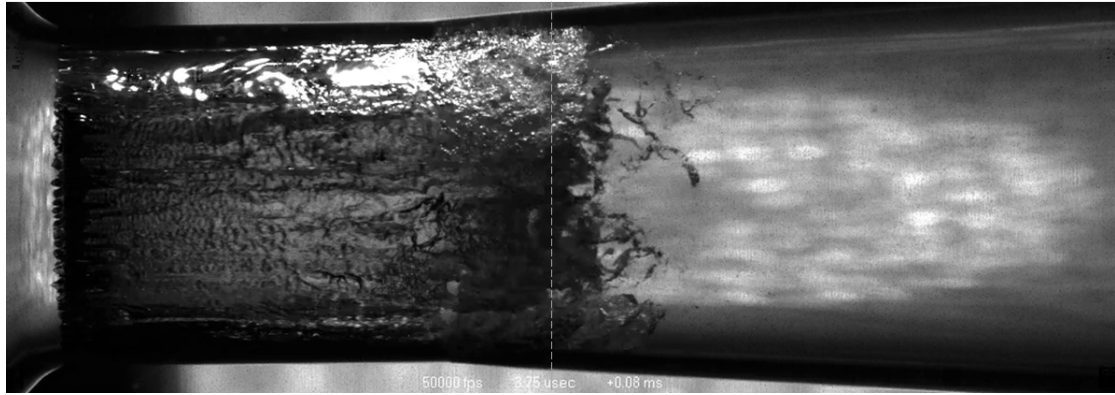
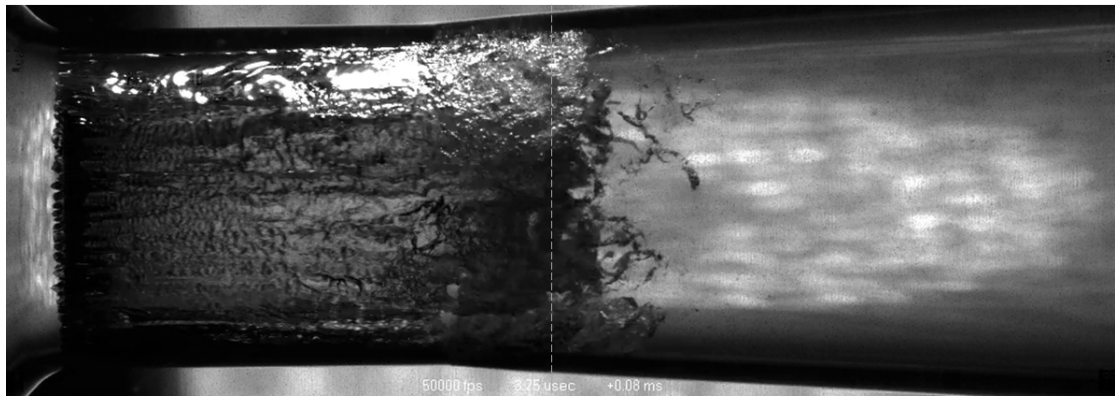
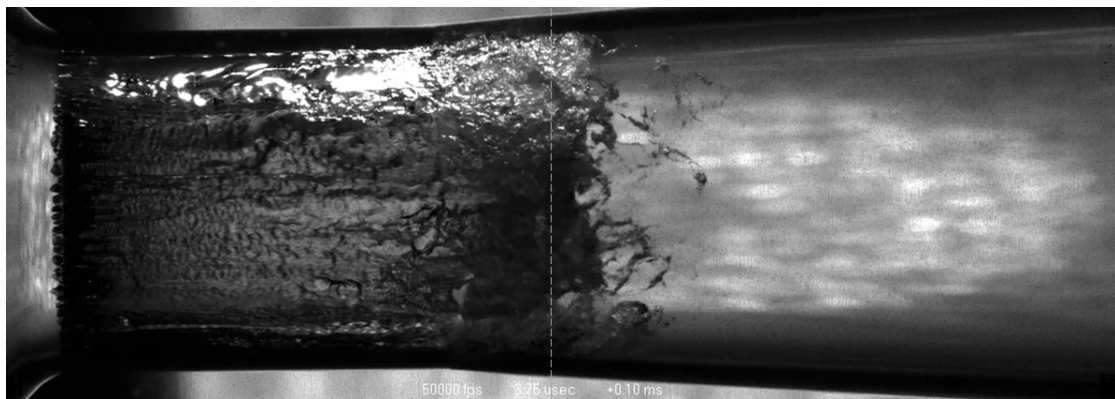
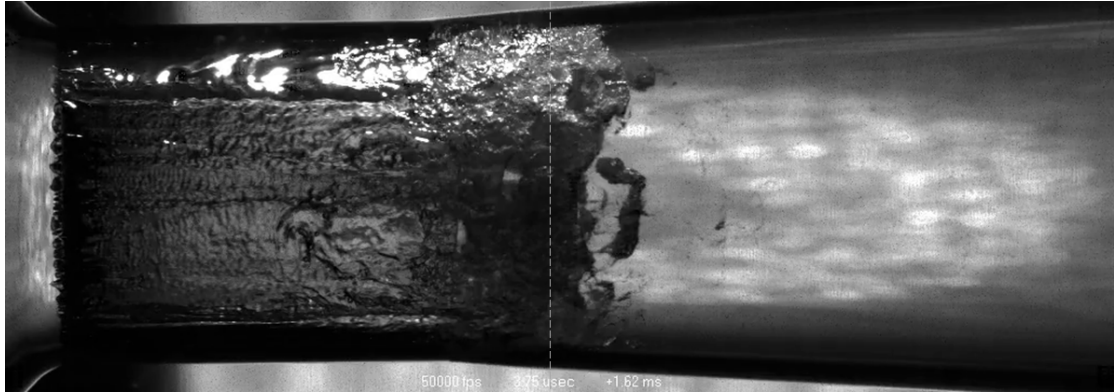
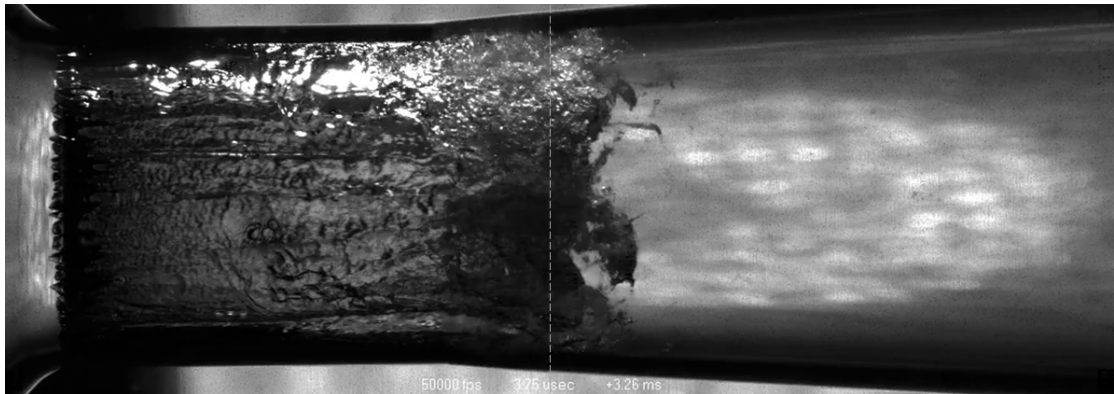
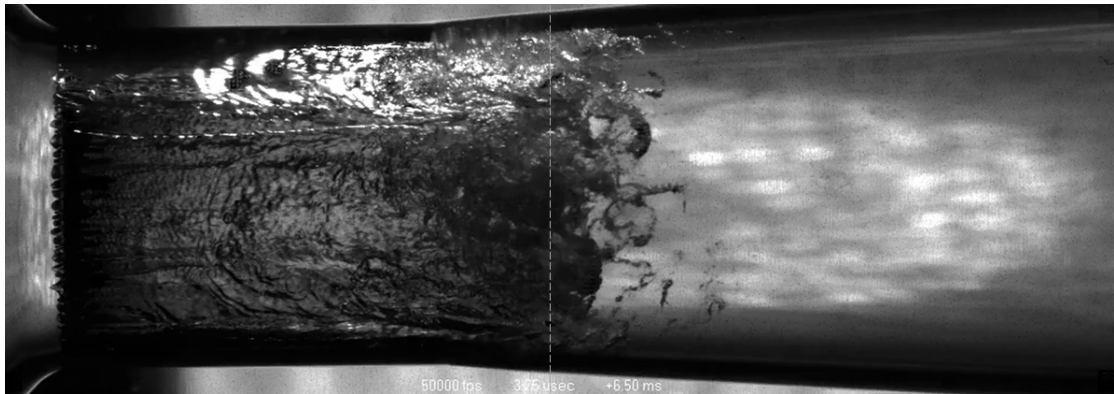
(d) $t = t_0 + 0.06 \text{ ms}$ (e) $t = t_0 + 0.08 \text{ ms}$ (f) $t = t_0 + 0.10 \text{ ms}$

ABBILDUNG 5.20: Aufnahmen mit dem Photron System mit 50.000 fps für einen Kavitationszyklus t/T_{ref} , $\sigma_p = 7.21$, $Q_{max} = 9.09 \text{ m}^3/\text{h}$; Link zum Video.

Eine Betrachtung der gesamten Bildreihe verdeutlicht zunächst, dass im Prinzip während der gesamten 0.013 s keine nennenswerte Längenänderung der Kavitationsblase auftritt. Um dies zu verdeutlichen wurde in jeder Aufnahme, an exakt der Selben Position eine gestrichelte Linie eingefügt. Man erkennt aber dennoch in allen Aufnahmen im Endbereich der Schichtkavitation kleine bis größere Blasenstrukturen, die von der Hauptblase

(a) $t = t_0 + 1.62 \text{ ms}$; $t/T_{ref} = 1/8$ (b) $t = t_0 + 3.26 \text{ ms}$; $t/T_{ref} = 2/8$ (c) $t = t_0 + 6.50 \text{ ms}$; $t/T_{ref} = 4/8$

abgelöst sind und mit der Strömung wegtransportiert werden. Für das zeitliche Verhalten der Schichtkavitation ergibt sich auch bei Betrachtung des gesamten Videomaterials keine periodischen Schwankungen der Kavitationsblase, es können lediglich einzelne, unregelmäßig auftretende Schwankungen erkannt werden. Bei diesem Betriebspunkt kann folglich von einer stationären Schichtkavitation ausgegangen werden, was in den folgenden Untersuchungen auch noch belegt wird. Im Endbereich der Kavitationsblase ändert sich der Charakter wie üblich eher hin zu einer Wolkenkavitation. Hier brechen größere

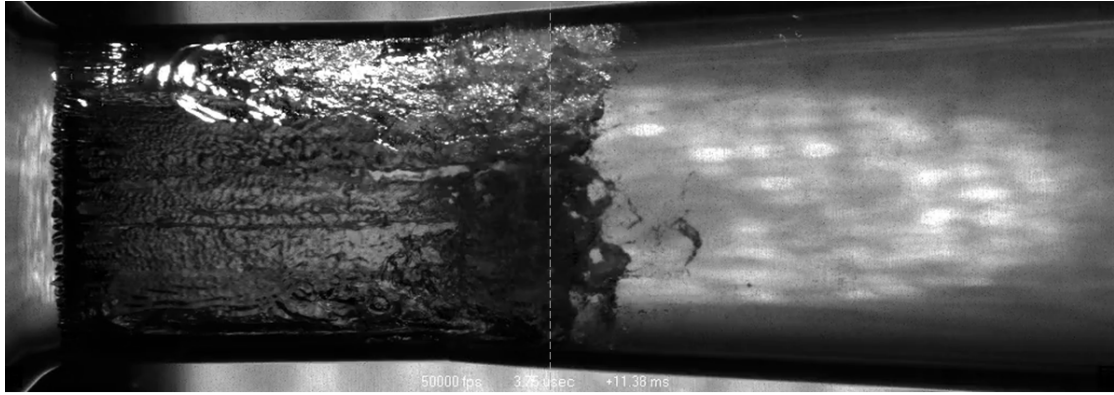
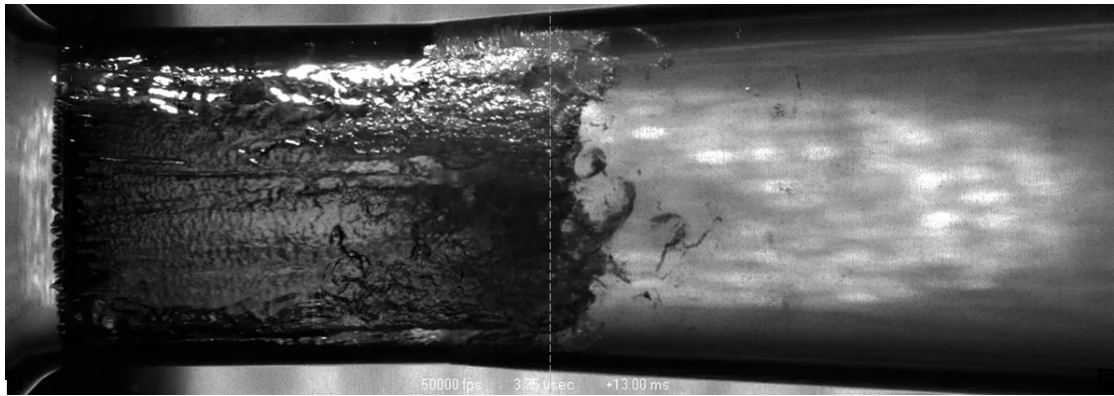
(d) $t = t_0 + 11.38 \text{ ms}$; $t/T_{ref} = 7/8$ (e) $t = t_0 + 13.00 \text{ ms}$; $t/T_{ref} = 8/8$

ABBILDUNG 5.21: Aufnahmen mit dem Photron System mit 50.000 fps für einen Kavitationszyklus t/T_{ref} , $\sigma_p = 7.21$, $Q_{max} = 9.09 \text{ m}^3/\text{h}$; Link zum Video.

und kleinere Blasenstrukturen aus und der Gesamteindruck ist eher der eines chaotischen, höchst instationären Strömungsgebietes.

Die Abb. 5.20(a)-5.20(f) repräsentieren zunächst nur einen sehr kleinen zeitlichen Bereich von 0.1 ms . Man erkennt aber vor allem im Endbereich der Schichtkavitation, wie kleine Blasenstrukturen nach und nach von der Hauptblase wegtransportiert werden und gleichzeitig, aufgrund des größer werdenden Umgebungsdruckes, zusammen fallen. Was man in den Einzelbildern leider nicht so gut erkennt, sind die winzigen Bläschen, die im Diffusorbereich noch weit hinter der Kavitationsblase von der Strömung transportiert werden.

Betrachtet man die Abb. 5.21(a) bis 5.21(e) fällt auf, dass der Endbereich der Kavitationsblase praktisch zu jedem gezeigten Zeitpunkt völlig anders aussieht und stets vollkommen neue Blasenstrukturen abgelöst werden. Zwischen den einzelnen Aufnahmen liegt nun eine deutlich größere Zeitspanne als bei Abb. 5.20. Nichtsdestotrotz ist das globale Erscheinungsbild der Schichtkavitation und deren Länge stets sehr ähnlich. Die Abbildungen verdeutlichen aber, dass die Dynamik im Endbereich der Schichtkavitation offenbar einer viel höheren Frequenz unterliegt als der durch den Re-entrant Jet

verursachen, möglichen periodischen Schwankung der Kavitationsblase an sich.

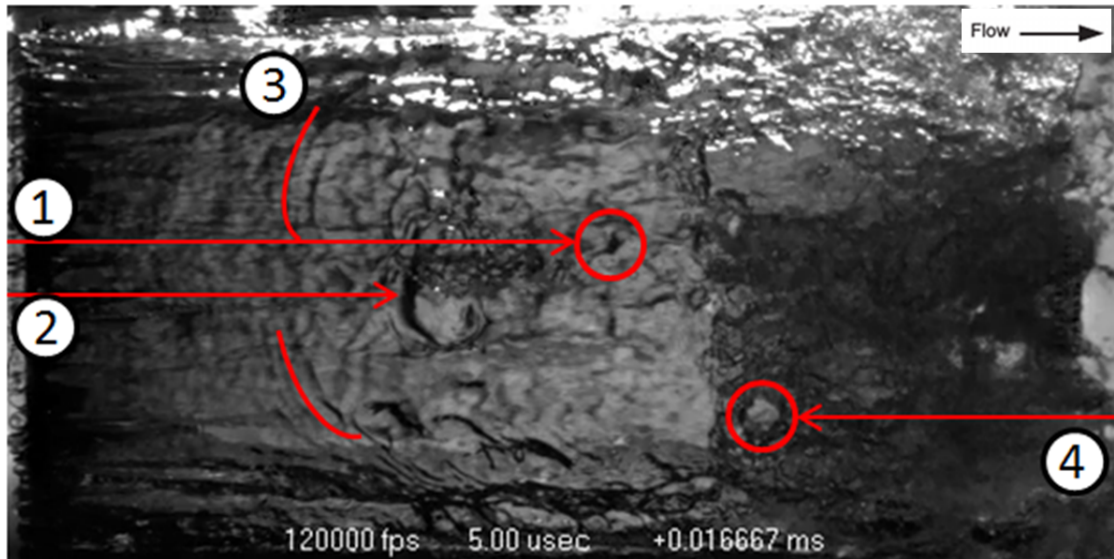
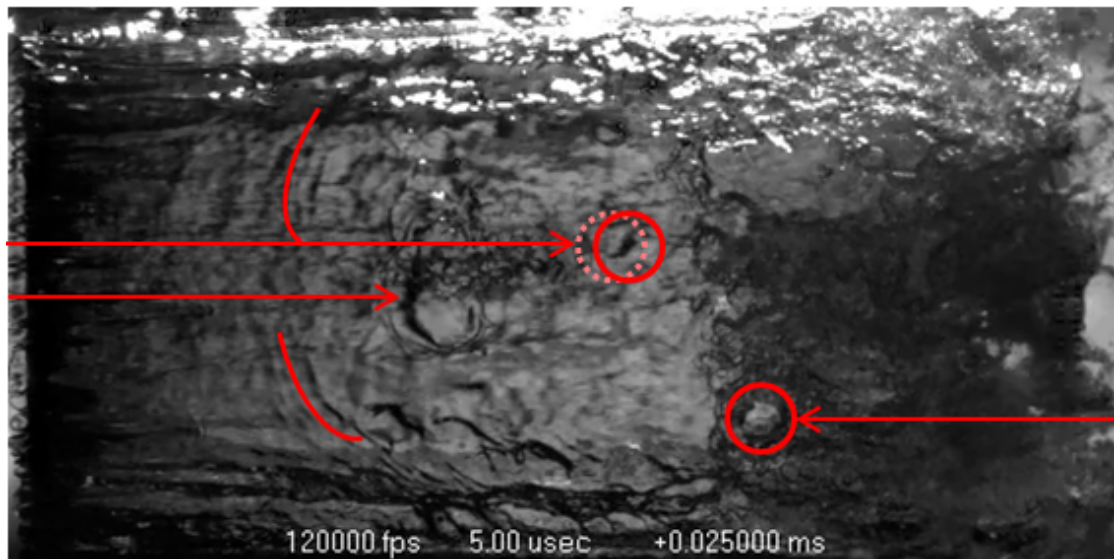
Ebenfalls schlecht zu erkennen ist die doppelte Phasengrenze, wie sie nach STANLEY ET AL. [57] in Kapitel 4.2.1 beschrieben wurde. So kann man in den Videos sehr gut die vermutlich durch Blasenimplosionen verursachten wellenförmigen Deformationen oder Strukturen in der vorderen Phasengrenze, zwischen Düsenwand und Kavitationsblase, erkennen. Weiterhin erkennt man wie diese Strukturen entgegengesetzt der Hauptströmungsrichtung zum Anfang der Kavitationsblase wandern, mit einer Geschwindigkeit weit unterhalb der mittleren Düsenhalsgeschwindigkeit. Im Hintergrund erkennt man aber gleichzeitig die wesentlich chaotischere Phasengrenze zwischen der Kavitationsblase und der nicht kavitierenden Kernströmung. Die Strukturen auf dieser chaotischeren Phasengrenze weisen eine wesentlich höhere Geschwindigkeit in Richtung der Hauptströmung auf. Die in den Phasengrenzen, bzw. innerhalb der Schichtkavitation, auftretenden Strömungsgeschwindigkeiten werden im Folgenden anhand von Bildanalysen untersucht.

Durch die runde Geometrie der Düse und die damit einher gehende Verzerrung ist es schwierig die in den Videos und Experimenten zu sehenden Strukturen in den Einzelbildern angemessen zu beschreiben⁷. Die im Endbereich der Kavitationsblase entstehenden Blasenstrukturen sind durch die überlagerte Wirbelströmung eigentlich torusförmig bzw. ringförmig, was jedoch durch die Projektion auf die 2D-Bildebene verloren geht. Weiterhin lassen sich bezüglich der Position in der Bildtiefe lediglich Aussagen darüber treffen ob eine Blasenstruktur vor oder hinter einer anderen Struktur liegt. In der dünnen Schichtkavitation im Düsenhals bedeutet dies mehr oder weniger entweder die vordere oder die hintere Phasengrenze. Dahinter, in der Mitte des Herschel-Rohres, liegt die nicht kavitierende Kernströmung und wiederum dahinter wären wieder zwei Phasengrenzen von der gegenüberliegenden Seite zu sehen. Hier könnte es also durchaus auch zu Fehlinterpretationen kommen. Wobei die Sichtbarkeit der Phasengrenze von der rückwärtigen Seite des Herschel-Rohres relativ unwahrscheinlich ist. Im deutlich chaotischeren Diffusorbereich ist es jedoch nicht mehr so leicht zu bestimmen, ob und wie eine Blasenstruktur sich in die Tiefe verzerrt.

In Abb. 5.22 ist eine Analyse der in den Phasengrenzen entstehenden Strukturen gezeigt. Die Aufnahmen sind mit dem Photron System mit 120.000 fps entstanden, wobei zwischen Abb. 5.22(a) und 5.22(b) ein Zeitraum von $1/120000$ s liegt und zwischen 5.22(b) und 5.22(c) ein Zeitraum von $4/120000$ s⁸. Die Aufnahmen sind für den gleichen Betriebspunkt gemacht, wie auch schon in den vorherigen Analysen des Photron Systems. Am linken Bildrand ist der Beginn der Schichtkavitation anhand der bereits beschriebenen fingerartigen Strukturen zu sehen. Bei 120.000 fps liegt die Auflösung der ROI bei

⁷Ein Video sagt mehr als tausend Bilder...

⁸Eine längere Videosequenz mit 120.000 fps kann unter folgendem Link betrachtet werden: <https://youtu.be/LNnXbPg6XEw>

(a) $t_0 = 0.016667 \text{ ms}$ (b) $t = 0.025 \text{ ms}; t_0 + 1/120 \text{ ms}$

512 x 246 Pixeln.

In Abb. 5.22(a) sind vier markante Strukturen gezeigt: ① Zeigt eine Struktur in der hinteren Phasengrenze, zwischen Kavitationsblase und Kernströmung; ② Zeigt eine wellenartige Struktur in der vorderen Phasengrenze, zwischen Düsenwand und Kavitationsblase; ③ Zeigt ebenfalls Wellen auf der vorderen Phasengrenze und ④ zeigt einen leeren Bereich, der jedoch von kleineren Dampfblasen umgeben ist. Die eingezeichneten Pfeile haben in allen Aufnahmen die selbe Länge und Position und auch die zwei Markierungen für ③ befinden sich in allen Aufnahmen an exakt der selben Position.

Ein Vergleich von Abb. 5.22(a) mit 5.22(b) zeigt, dass sich die drei Strukturen in der

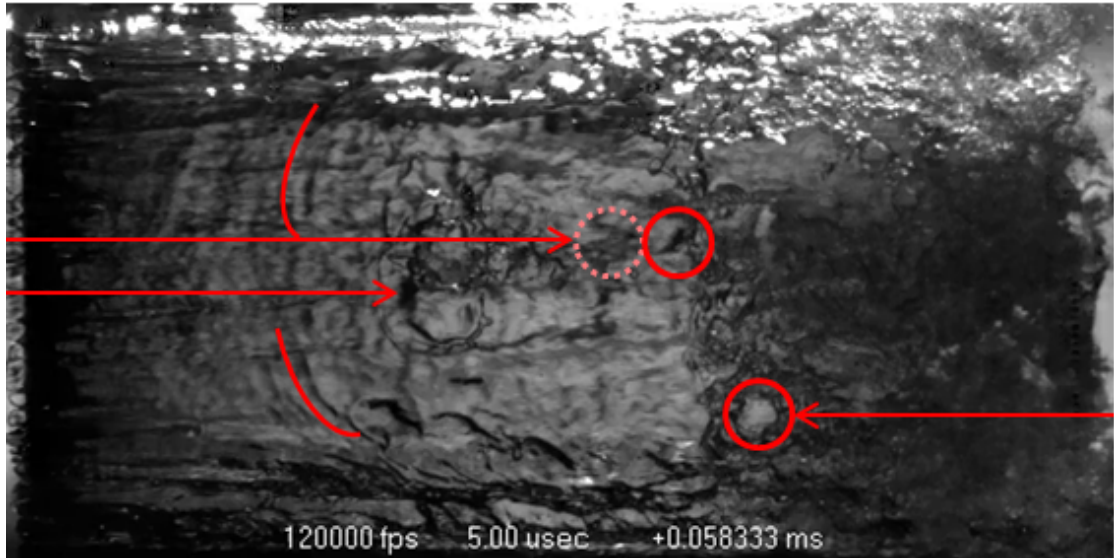
(c) $t = 0.058333 \text{ ms}$; $t_0 + 5/120 \text{ ms}$

ABBILDUNG 5.22: Aufnahmen mit dem Photron System mit 120.000 fps, $\sigma_p = 7.21$, $Q_{max} = 9.09 \text{ m}^3/\text{h}$, Fließrichtung von links nach rechts, Link zum Video.

vorderen Phasengrenze (②,③,④) nur minimal bis überhaupt nicht bewegt haben. Lediglich die Struktur in der hinteren Phasengrenze (①) hat sich in Hauptströmungsrichtung bewegt. Basierend auf der zurück gelegten Distanz zwischen Abb. 5.22(a) und 5.22(b) ergibt sich eine Geschwindigkeit von etwa 24 m/s für Struktur ①. Zu dem selben Ergebnis gelangt man für die Auswertung der zurück gelegten Distanz zwischen Abb. 5.22(b) und 5.22(c). Ausgehend von Gl. (5.6) erhält man für diesen Betriebspunkt eine theoretische Düsenhalsgeschwindigkeit von 30 m/s . Damit liegt die Geschwindigkeit der Blasenstruktur in der Größenordnung der mittleren Düsenhalsgeschwindigkeit, ist jedoch etwas niedriger als diese. Dies stimmt im Prinzip mit den numerischen Ergebnissen aus Kapitel 4.5.1 überein. Wie in Abb. 4.40 gezeigt, liegt die Phasengrenze noch in der Strömungsgrenzschicht und damit in einem Bereich mit Geschwindigkeiten unterhalb der Kernströmung. Wie Abb. 4.39 und 4.40 aber auch zeigen, hat die axiale Position innerhalb des Düsenhalses einen Einfluss auf die Geschwindigkeit der Phasengrenze. Dies erschwert eine analytische Auswertung der Strömungsgeschwindigkeiten von sichtbaren Strukturen und beschränkt die Auswertung unterschiedlicher Betriebspunkte praktisch auf immer gleiche Positionen entlang des Düsenhalses.

Ob die beobachtete Struktur ① aber wirklich auf der hinteren Phasengrenze liegt, oder sich innerhalb der Kavitationsblase befindet, lässt sich anhand der Bildsequenzen leider nicht eindeutig bestimmen.

Zur Verifikation der These, dass die axiale Position entlang des Düsenhalses einen Einfluss auf die Geschwindigkeit der beobachtbaren Strukturen in der, oder auf der, Kavitationsblase hat, wird diesbezüglich eine Untersuchung durchgeführt. Dafür wird der Düsenhals

in drei gleich große Abschnitte unterteilt, wie in Abb. 5.23 rechts unten gezeigt. Mit den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen werden anschließend die Strömungsgeschwindigkeiten von Blasen- oder Wellenstrukturen innerhalb der drei Bereiche ermittelt. Analysiert werden in jedem Bereich zehn Strukturen, die klar zu erkennen sind und deren Form sich von einer Aufnahme zur nächsten nur unwesentlich verändert. Die Ergebnisse dieser Analyse

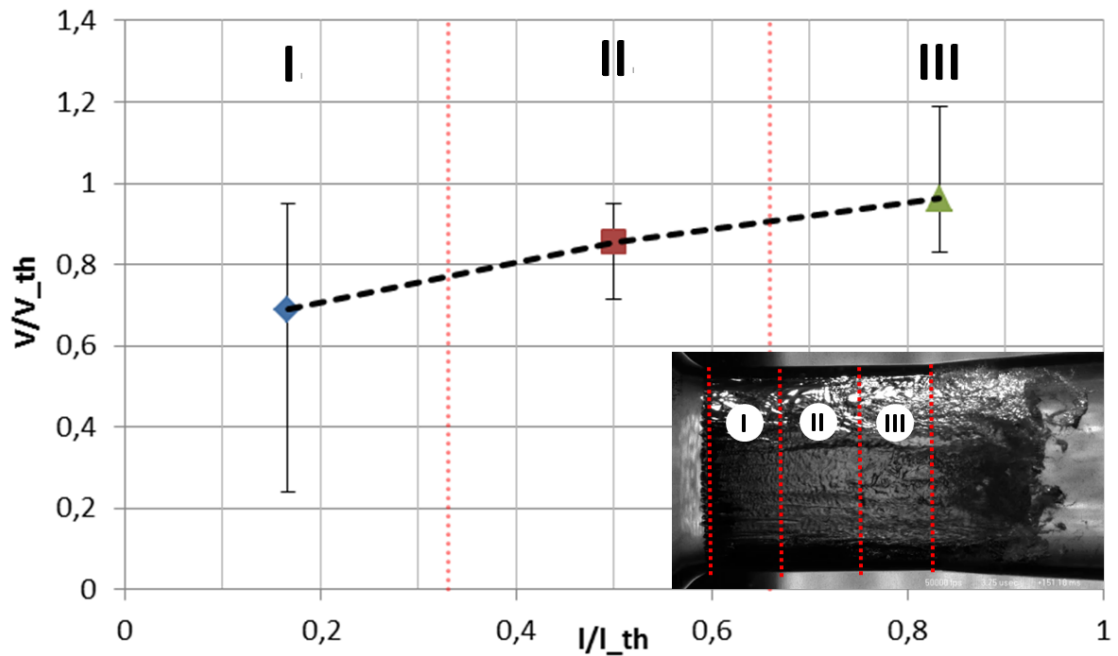


ABBILDUNG 5.23: Ermittelte Geschwindigkeiten der inneren Phasengrenze zwischen Kavitationsblase und innerer, nicht kavitierender Strömung im Bezug auf die theoretische Düsenhalsgeschwindigkeit V/V_{th} , in den drei unterteilten Bereichen des Düsenhal-
ses l/l_{th} ; $V_{th} = 30 \text{ m/s}$, $l_{th} = 11.2 \text{ mm}$, $\sigma_p = 7.21$, $Re_{th} = 343126$.

sind in Abb. 5.23 zu sehen. Es ist jeweils der Mittelwert der zehn ermittelten Geschwindigkeiten, bezogen auf die theoretische Düsenhalsgeschwindigkeit von 30 m/s (nach Gl. (5.6)) gezeigt. Weiterhin sind in Form der Fehlerbalken die maximale und minimale Geschwindigkeit der zehn Auswertungen gezeigt.

Man kann einen deutlichen Trend hin zu höheren mittleren Geschwindigkeiten bei zunehmender Düsenhalslänge erkennen. Allerdings schwanken die ermittelten Geschwindigkeiten gerade am Halsanfang sehr stark, vor allem zu niedrigeren Geschwindigkeiten hin. Im mittleren Bereich sind die Schwankungen eher gering und auch im hinteren Bereich sind lediglich die Schwankungen zu höheren Geschwindigkeiten hin etwas größer. Allgemein zeigt sich aber auch bei Betrachtung der Schwankungen der selbe Trend hin zu höheren Geschwindigkeiten bei zunehmender Düsenhalslänge. Damit scheint sich die Vermutung zu bestätigen, dass die Auswertungsposition einen Einfluss auf die ermittelte Geschwindigkeit hat, da sich der Wandabstand der Phasengrenze mit zunehmender Halslänge leicht vergrößert. Dadurch verändert sich auch die Position der Phasengrenze innerhalb der Grenzschicht und damit die Strömungsgeschwindigkeit von Strukturen auf

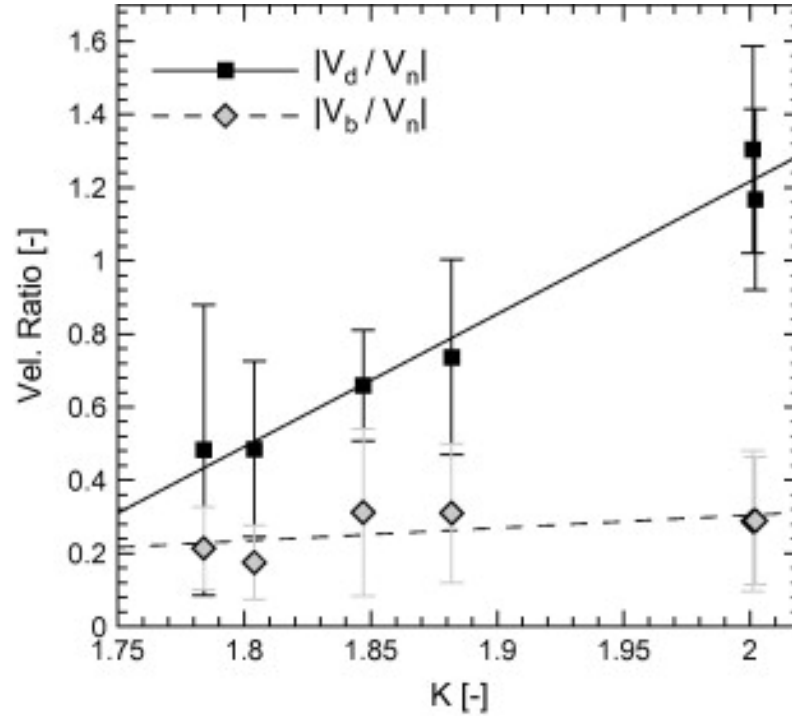


ABBILDUNG 5.24: Verhältnis der Geschwindigkeit von Deformationen auf der Phasengrenze V_d und Blasen in der Kavitationsblase V_b zur mittleren Düsen Geschwindigkeit V_n , als Funktion der Kavitationszahl $\sigma_{p1} = (P_{in} - P_v)/(P_{in} - P_{out})$; [57]

der Phasengrenze.

Die gezeigten Ergebnisse stimmen mit ähnlichen Untersuchungen von STANLEY ET AL. überein, die in Abb. 5.24 gezeigt sind [57]. STANLEY ET AL. haben eine Einspritzdüse mit Hochgeschwindigkeitsaufnahmen unter kavitierenden Bedingungen untersucht. Dabei haben sie ebenfalls die Geschwindigkeiten von Bläschen innerhalb der Kavitationsblase, sowie von Strukturen/Deformationen auf der Phasengrenze bestimmt. Es wurde allerdings keine Unterscheidung bezüglich der Position der Ausgewerteten Geschwindigkeiten entlang des Düsenhalses gemacht. Dies könnte die relativ großen Unsicherheiten in den ermittelten Geschwindigkeiten in Abb. 5.24 erklären. Zusätzlich haben STANLEY ET AL. einen Anstieg der Geschwindigkeit der Deformationen auf der Phasengrenze mit zunehmender Kavitationszahl ausgemacht. Wobei für die Kavitationszahl die folgende Definition gewählt wurde:

$$\sigma_{p1} = \frac{P_1 - p_v}{P_1 - P_2} \quad (5.13)$$

Steigende Kavitationszahlen wurden unter anderem durch eine Erhöhung von P_1 realisiert, was natürlich zu größeren Durchflüssen und damit zu größeren Düsenhalsgeschwindigkeiten führt. Weiterhin verkleinert sich mit steigender REYNOLDS-Zahl die Grenzschichtdicke, womit die Phasengrenze (bei angenommener konstanter Dicke) immer weiter außerhalb der Grenzschicht und damit in Bereichen höherer Geschwindigkeit liegt. Damit lässt sich der ermittelte Anstieg bei steigender Kavitationszahl leicht erklären.

Nichtsdestotrotz stimmen die ermittelten Geschwindigkeitsverhältnisse recht gut überein.

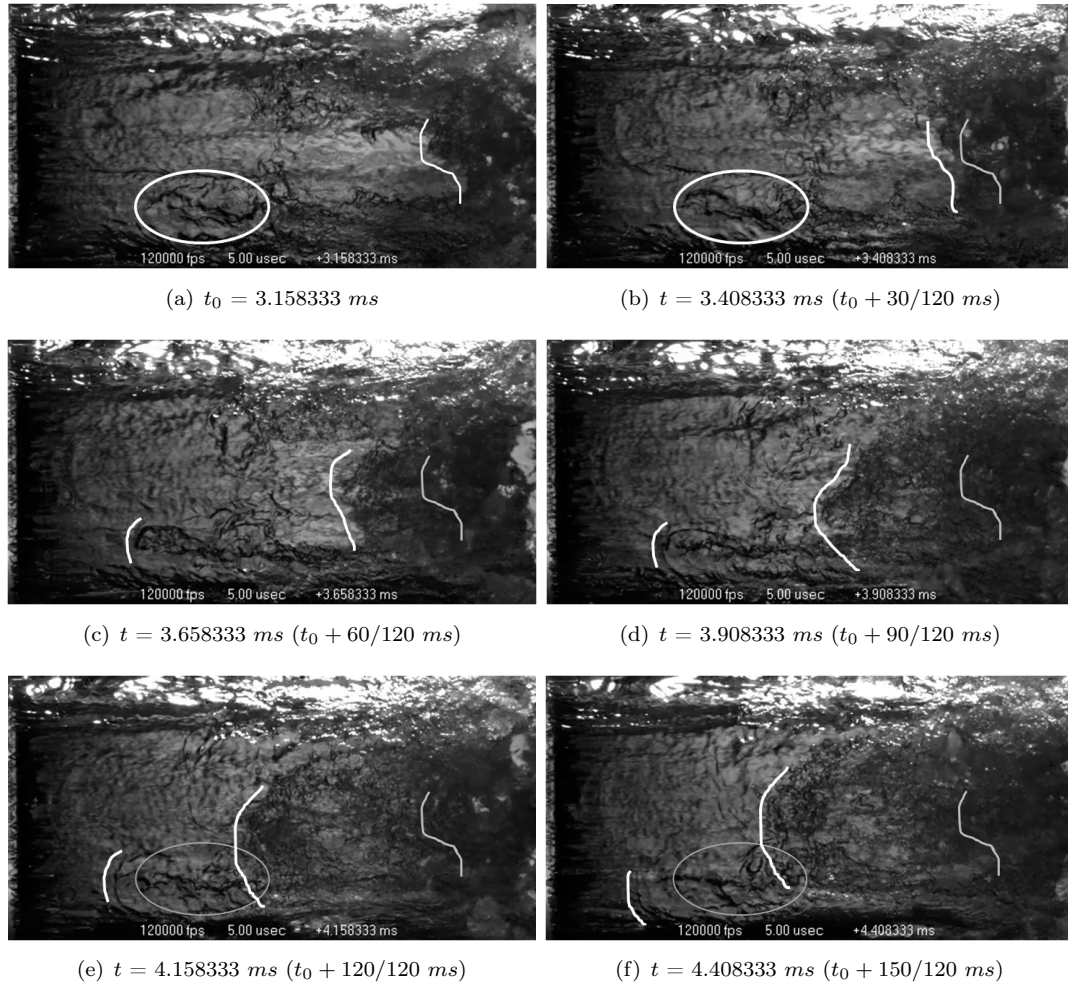


ABBILDUNG 5.25: Aufnahmen mit dem Photron System mit 120.000 fps, $\sigma_p = 7.21$, $Q_{max} = 9.09 \text{ m}^3/\text{h}$, Fließrichtung von links nach rechts, Link zum Video.

In den Aufnahmen aus Abb. 5.25 ist wiederum eine Bildsequenz aus den selben Aufnahmen mit 120.000 fps gezeigt, die bereits zuvor analysiert wurden. In diesen Aufnahmen ist eine Blasenwolke zu sehen die, bedingt durch Druckwellen oder eine Flüssigkeitsströmung, entgegengesetzt zur Hauptströmungsrichtung zum Anfang der Schichtkavitation strömt. Auf der linken Seite jeder Aufnahmen erkennt man wiederum den Beginn der Schichtkavitation anhand der fingerartigen Strukturen. Zwischen den Aufnahmen liegt jeweils eine Zeitdifferenz von $\Delta t = 0.25 \text{ ms}$.

In Abb. 5.25(a) ist die Front der Blasenwolke durch die weiße Linie auf der rechten Seite gekennzeichnet. Weiterhin ist eine wellenartige Struktur in der vorderen Phasengrenze eingekreist. Während die Blasenwolke mit jedem Bild weiter zum Anfang der Kavitationsblase stromaufwärts fließt, verbleibt die Wellenstruktur zunächst relativ konstant an der gleichen Position, verändert jedoch stets leicht das Erscheinungsbild. Erst in den Abb. 5.25(c) bis 5.25(f) geht aus dieser Wellenstruktur eine deutlich sichtbare Wellenfront

Abbildung	Geschwindigkeit der Blasenfront
5.25(a) → 5.25(b)	6.4 m/s
5.25(b) → 5.25(c)	11.2 m/s
5.25(c) → 5.25(d)	10.4 m/s
5.25(d) → 5.25(e)	6.4 m/s
5.25(e) → 5.25(f)	3.2 m/s

TABELLE 5.7: Anhand der Aufnahmen aus Abb. 5.25 ermittelte Geschwindigkeit der stromaufwärts fließenden Blasenfront.

hervor und wandert mit einer durchschnittlichen Geschwindigkeit von 3.2 m/s ebenfalls zum Halsanfang. Dabei verlagert sich die Wellenfront zu Abb. 5.25(f) hin zusehends zum unteren Bildrand.

Während sich die Front der Blasenwolke von Abb. 5.25(a) nach 5.25(b) nur leicht stromaufwärts bewegt, etwa mit einer Geschwindigkeit von 6.4 m/s, beschleunigt sich dieser Vorgang von Abb. 5.25(b) nach 5.25(c) zunächst und wird anschließend wieder abgebremst. So beträgt die Geschwindigkeit zwischen Abb. 5.25(b) und 5.25(c) 11.2 m/s, zwischen 5.25(c) und 5.25(d) 10.4 m/s, zwischen 5.25(d) und 5.25(e) 6.4 m/s und zwischen 5.25(e) und 5.25(f) 3.2 m/s. Die ermittelten Geschwindigkeiten sind in Tabelle 5.7 noch einmal aufgelistet.

Das interessante an dem in Abb. 5.25 gezeigten Phänomen ist aber, dass es nicht über dem kompletten Umfang zu einer Rückströmung kommt, sondern nur in einem sehr begrenzten Bereich.

Dieses Ereignis ist in den Aufnahmen noch ein paar mal zu beobachten, jedoch ohne klar erkennbaren zeitlichen Zusammenhang, so dass nicht von einem periodischen Auftreten ausgegangen werden kann. Zwei ähnlich interessante Beispiele sollen im Folgenden noch einmal anhand der Aufnahmen des Photron Systems mit 140.000 fps erläutert werden.

In Abb. 5.26 ist eine Bildsequenz gezeigt, in der man ebenfalls den über dem Umfang nur teilweise auftretenden Re-entrant Jet beobachten kann. Gleichzeitig treten in den Aufnahmen mit 140.000 fps noch einmal Phänomene auf, die in den Aufnahmen mit geringerer Bildwiederholrate nicht zu erkennen sind ⁹.

Zunächst einmal lässt sich in Abb. 5.26(a) in dem mit ① gekennzeichneten Bereich des Düsenhalsanfangs eine deutliche, feine Wellenstruktur auf der Phasengrenze ausmachen. Da man auf den Videoaufnahmen eine klare Bewegung dieser Wellenstrukturen in Hauptströmungsrichtung ausmachen kann, dürften sich diese auf der Phasengrenze zwischen Kavitationsblase und innerer Strömung befinden. Allerdings sollten die innere und äußere Phasengrenze in diesem Bereich sehr dicht beieinander liegen, so dass eine klare Aussage nur sehr schwierig ist. Von der Größenordnung her sind diese Wellen weniger als 100 μm breit.

⁹Eine längere Videosequenz mit 140.000 fps kann unter folgendem Link betrachtet werden: <https://youtu.be/evkeJhbUFk4>

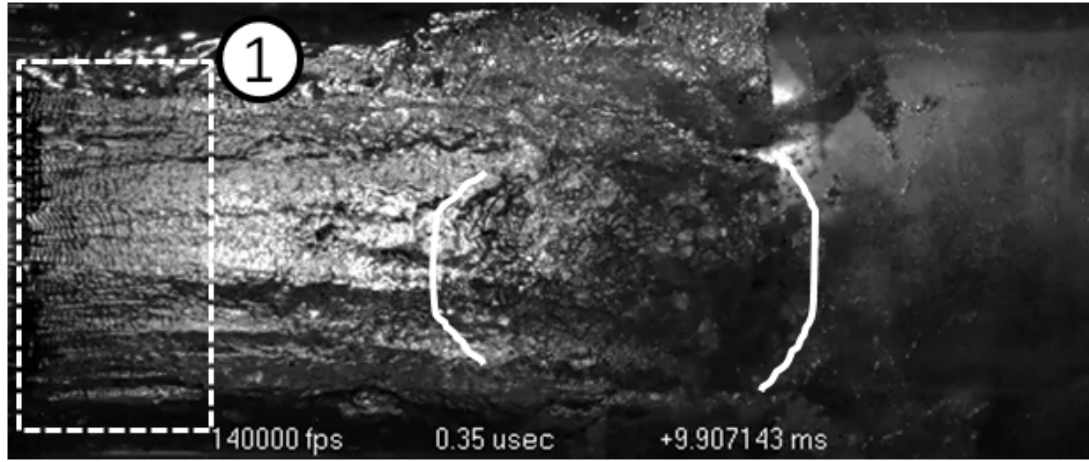
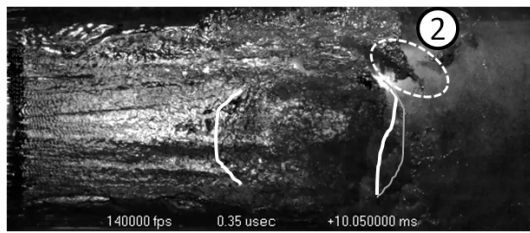
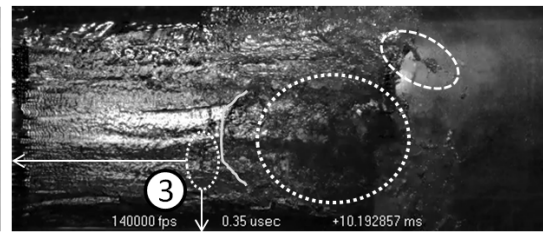
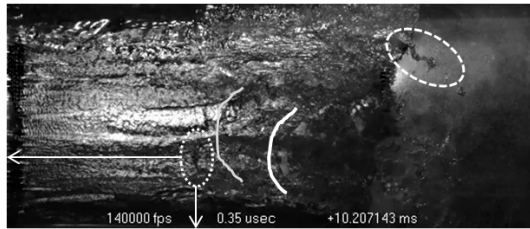
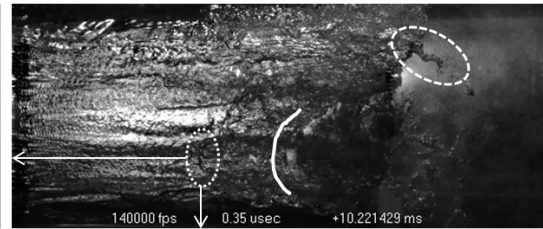
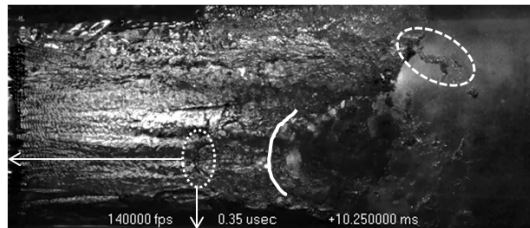
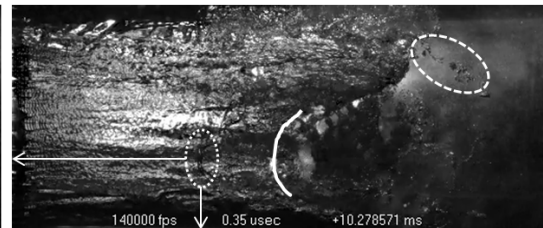
(a) $t_0 = 9.907143 \text{ ms}$ (b) $t = 10.05 \text{ ms } (t_0 + 20/140 \text{ ms})$ (c) $t = 10.192857 \text{ ms } (t_0 + 40/140 \text{ ms})$ (d) $t = 10.207143 \text{ ms } (t_0 + 42/140 \text{ ms})$ (e) $t = 10.221429 \text{ ms } (t_0 + 44/140 \text{ ms})$ (f) $t = 10.25 \text{ ms } (t_0 + 48/140 \text{ ms})$ (g) $t = 10.278571 \text{ ms } (t_0 + 52/140 \text{ ms})$

ABBILDUNG 5.26: Aufnahmen mit dem Photron System mit 140.000 fps, $\sigma_p = 7.21$, $Q_{max} = 9.09 \text{ m}^3/h$, Link zum Video.

Weiterhin tritt innerhalb des eingeklammerten Bereiches eine Rückströmung auf, die in Abb. 5.26(a) beginnt und sich bis Abb. 5.26(c) fortsetzt, wobei der in 5.26(c) eingekreiste Bereich eine bereits abgelöste Blasenwolke darstellt. In Abb. 5.26(d) bildet sich nach dem Abscheren der Blasenwolke von der Hauptkavitationsblase eine scharfe Abgrenzung

aus. Diese bleibt zunächst bis Abb. 5.26(g) an derselben Stelle ¹⁰. Laut TOMOV ET AL. repräsentieren diese scharfen Abgrenzungen Kondensations-Schockwellen [139]. Wie in Kapitel 2.1.2.3 erläutert, sinkt die Schallgeschwindigkeit im Zweiphasenbereich leicht auf die Größenordnung der hier vorliegenden Strömungsgeschwindigkeit ab, wodurch die Strömung lokal MACH-Zahlen um 1.0 aufweisen könnte. Durch den höheren Druck hinter der Stoßfront sind dort keine Kavitationsblasen mehr zu erkennen (außer denen, die im Hintergrund liegen und von der rückwärtigen Partie der Kavitationsblase stammen). Die gesamte Zeit über kann man im oberen Bildbereich sowie im Hintergrund weiterhin eine konstante Länge der Kavitationsblase erkennen, was wiederum dafür spricht, dass der Re-entrant Jet bei kleinen Diffusorwinkeln im Herschel-Rohr lediglich ein lokal begrenztes Phänomen darstellt.

Ein weiteres interessantes Detail ist der in Abb. 5.26(c) eingekreiste und mit ③ gekennzeichnete Bereich. Dieser Bereich stellt eine wellenförmige Deformation der Phasengrenze zwischen Wand und Kavitationsblase dar und stagniert bis einschließlich Abb. 5.26(g) an der selben Stelle, während kurz dahinter zuerst ein Teil der Blasenwolke kollabiert und absichert und sich anschließend die Kondensations-Schockwelle bildet.

In Abb. 5.26(a) lässt sich im oberen Bildbereich, am Ende der Kavitationsblase, ebenfalls eine scharfe Abgrenzung bzw. eine Kondensations-Schockwelle beobachten. In Abb. 5.26(b) hat sich ein Teil der Kondensations-Schockwelle, mit dem Erreichen des Diffusors, zu einer markanten Blasenstruktur entwickelt (②). Diese länglich hervorstehende Struktur dreht sich anschließend tornadoartig um ihre eigene Längsachse. An dieser Stelle hat sich vermutlich eine Wirbelstruktur gebildet, die kontinuierlich neue Bläschen in den Unterdruckbereich des Wirbelkerns einsaugt, wodurch diese Blasenstruktur in der Lage ist über einen längeren Zeitraum zu bestehen. Erst in Abb. 5.26(g) löst sich die Wirbelstruktur auf, und die letzten Blasen werden von der Strömung wegtransportiert und implodieren.

Die Aufnahmen von Abb. 5.27 zeigen den weiteren Verlauf der Kondensations-Schockwelle aus Abb. 5.26. Ausgehend von Abb. 5.27(a) hat sich im eingekreisten Bereich die vormals durchgehende Front nun deutlich in zwei Bereiche aufgeteilt und sich bereits in Richtung Diffusor bewegt. In Abb. 5.27(e) ist der gesamte Bereich vergrößert dargestellt und die geteilte Kondensations-Schockwelle durch die weißen Linien markiert. Die Schockfront wandert anschließend stetig zum ursprünglichen Ende der Schichtkavitation, wobei an dieser Stelle nochmals angemerkt wird, dass die Schockfront sich lediglich über einen kleinen Bereich des Umfangs erstreckt. Am oberen und unteren Bildrand sowie im Hintergrund kann man weiterhin die deutlich längere Schichtkavitation ausmachen. Die beiden Kondensations-Schockwellen verbinden sich wiederum ab etwa Abb. 5.27(l) zu einer einzigen Schockwelle.

¹⁰Anhand der Aufnahmen von Abb. 5.27 wird im Anschluss der weitere zeitliche Verlauf diskutiert.

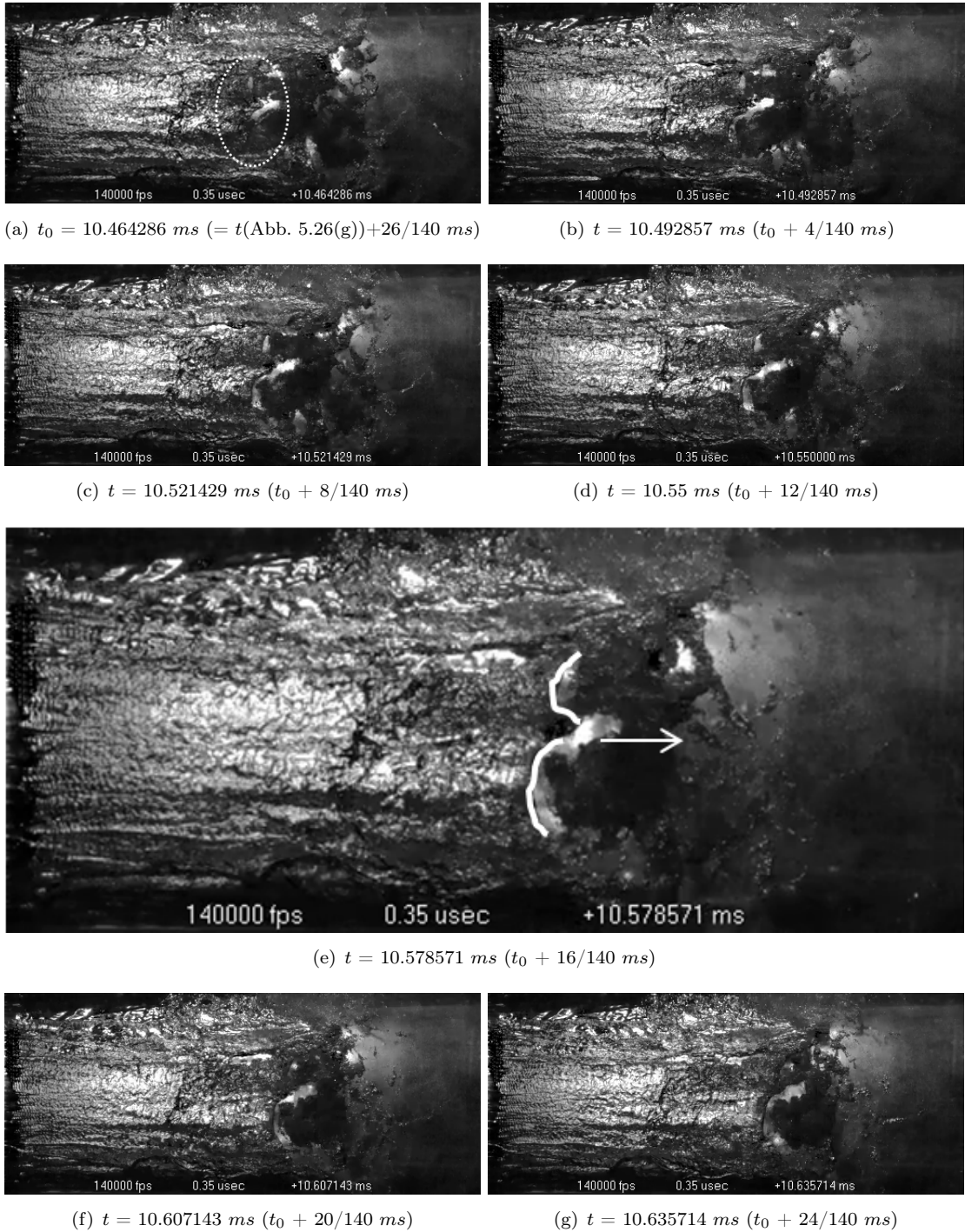


ABBILDUNG 5.27: Aufnahmen der Kondensations-Schockwelle; 140.000 fps; $\sigma_p = 7.21$, $Q_{max} = 9.09 \text{ m}^3/h$, Link zum Video.

Insgesamt verdeutlicht die gesamte Sequenz, bestehend aus Abb. 5.26 und 5.27, den kurzen Zeitraum von etwa 1.1 ms den dieses Phänomen in Anspruch nimmt. Davon ausgehend, dass dieses Phänomen periodisch auftritt, ergäbe sich eine Frequenz von etwa 909 Hz . Dies liegt weit über den von STUTZ und REBOUD gemessenen Werten (s. Abb. 4.31).

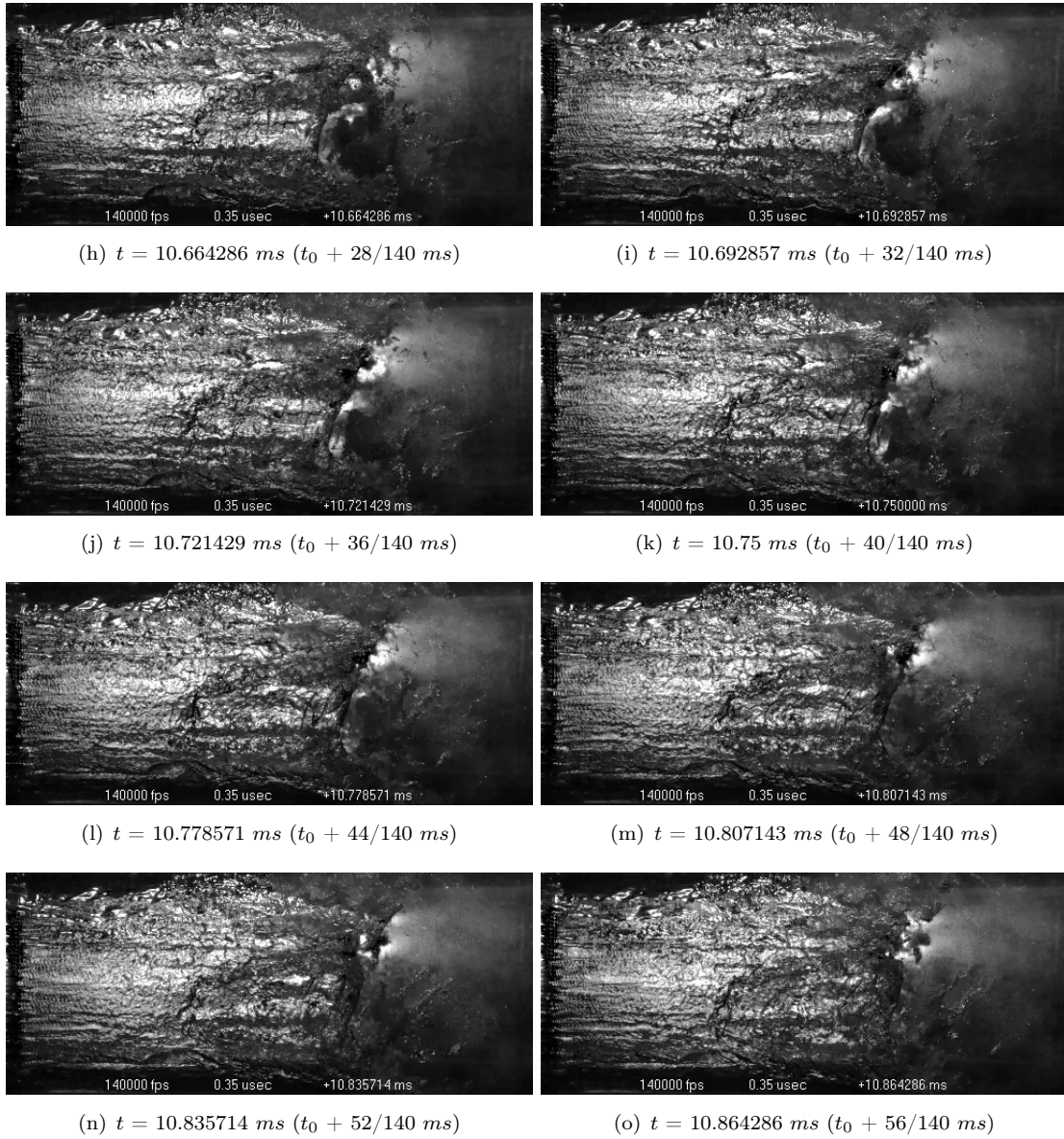


ABBILDUNG 5.27: Aufnahmen der Kondensations-Schockwelle; 140.000 fps; $\sigma_p = 7.21$, $Q_{max} = 9.09 \text{ m}^3/h$, (Forts.), Link zum Video.

Weder die ursprüngliche Blasenformation noch die Wellenfront aus Abb. 5.26 erreichen den Anfang der Schichtkavitation. Vielmehr wird ihre Bewegung gestoppt und die zurückbleibenden Strukturen und Blasen verweilen über einen längeren Zeitraum am selben Ort. Weder das eine noch das andere Phänomen sind dabei in der Lage große Bereiche der Kavitationsblase abzulösen, sondern scheinen eher lokal begrenzte Phänomene zu sein. Der Grund dafür könnte einerseits im runden Querschnitt des Herschel-Rohres begründet sein, zusätzlich aber auch durch den geringen Diffusorwinkel begünstigt werden. Während die meisten Untersuchungen der Einfachheit halber an 2D Geometrien (Flügelprofil, 2D Düsen-Kanal, etc.) durchgeführt werden und in den Untersuchungen der Re-entrant Jet deutlich zu einem periodischen Verhalten der Kavitationsblase führt, zeigt die runde

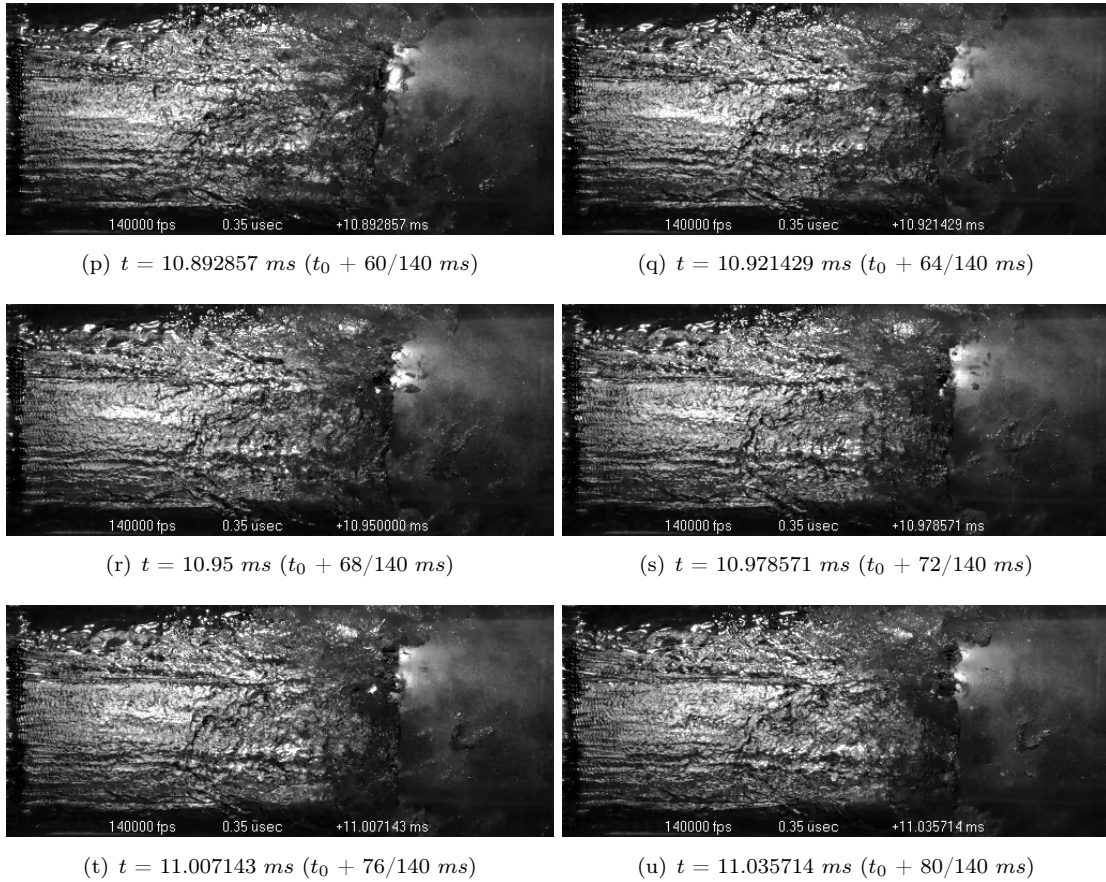


ABBILDUNG 5.27: Aufnahmen der Kondensations-Schockwelle; 140.000 fps; $\sigma_p = 7.21$, $Q_{max} = 9.09 \text{ m}^3/h$, (Forts.), Link zum Video.

Düse dieses Verhalten nur sehr begrenzt. Durch die runde Geometrie stellt sich über dem Umfang gesehen kein einheitliches Verhalten im Endbereich der Kavitationsblase ein. Vielmehr entwickelt sich durch eine stark chaotische Strömung im Endbereich der Schichtkavitation ein deutlich unsymmetrisches Verhalten und damit lokal eine unterschiedliche Periodizität. Das in Abb. 5.25 gezeigte Ereignis beschreibt dies ganz gut. Es stellt vermutlich das dar was als Re-entrant Jet bezeichnet wird, ist jedoch lokal sehr stark begrenzt. Durch die Nachbarströmung entsteht vermutlich eine zusätzliche Bremswirkung, wodurch der lokale Re-entrant Jet noch weiter abgeschwächt wird.

In einer 2D-Geometrie entwickelt sich hingegen ein viel einheitlicheres Blasenende (vor allem in der Numerik), dadurch entsteht der Re-entrant Jet einheitlicher am gesamten Blasenende, ist folglich stärker und wird zudem auch nicht durch eine entgegengesetzte Nachbarströmung abgeschwächt. In diesem Sinne scheint der runde Querschnitt eher eine stationäre Schichtkavitation zu begünstigen und damit für einen messtechnischen Einsatz von Vorteil zu sein.

Andererseits zeigen experimentelle Untersuchungen von SATO ET AL. an zylindrischen

Herschel-Rohren sehr wohl die bekannten periodischen Schwankungen der Kavitationsblase [166]. Allerdings hat das verwendete Herschel-Rohr einen Diffusorhalbwinkel von 10° , wodurch Strömungsablösungen begünstigt werden, die den Re-entrant Jet verstärken können, wie in Kapitel 4.5.2 gezeigt. Dies erklärt möglicherweise die von ihm gefunden periodischen Schwankungen.

Gleiches gilt für die Untersuchungen von RUDOLF ET AL. [37]. Hier wurden ebenfalls experimentelle Untersuchungen, inklusive Hochgeschwindigkeitsaufnahmen, an einem Herschel-Rohr mit 11° Diffusorhalbwinkel durchgeführt. Auch wenn es keine Auswertungen bezüglich der beobachteten Frequenz der periodischen Schwankungen gibt, werden Bildreihen präsentiert die dies zumindest andeuten. Auch hier führt aber vermutlich der große Diffusorwinkel zu frühzeitigen Ablösungen, die den Re-entrant Jet zusätzlich verstärken.

Eine weitere Erklärung für die stationäre Schichtkavitation liefern die bereits in Kapitel 4.2.1 erwähnten Untersuchungen von KEIL ET AL.. Diese zeigen, dass es abhängig von der Geometrie eine kritische *Re*-Zahl gibt, ab der die stationäre Schichtkavitation in die instationäre Wolkenkavitation übergeht [56, 136]. Dafür wird das Verhältnis aus der Geschwindigkeit des Re-entrant Jets V_{jet} und der Geschwindigkeit innerhalb der Schichtkavitation V_{cav} betrachtet. In Abb. 5.25 wird eine Analyse bezüglich der Re-entrant Jet-Geschwindigkeit gezeigt, die in diesem Fall im Maximum 11.2 m/s beträgt. In Abb. 5.23 ist die Geschwindigkeit innerhalb der Kavitationsblase zum 0.7-0.9-fachen der theoretischen Düsenhalbsgeschwindigkeit von 30 m/s bestimmt worden, also $21\text{--}27\text{ m/s}$. Dementsprechend liefert das Verhältnis $V_{jet}/V_{cav} \approx 0.53 - 0.41$ nach KEIL ET AL. den Nachweis der stationären Schichtkavitation in diesem Betriebspunkt. Eine instationäre Wolkenkavitation stellt sich also vermutlich erst bei deutlich höheren REYNOLDS-Zahlen als der in den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen untersuchten $Re = 343126$.

Die in den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zu sehenden Wellenstrukturen auf der hinteren Phasengrenzfläche, zwischen der Kavitationsblase und der inneren Strömung, könnten sog. KELVIN-HELMHOLTZ-Instabilitäten sein. Diese sind z.B. im Bezug auf das Aufbrechen von Flüssigkeitsstrahlen [167] beschrieben worden. Im Bezug auf kavitierende Düsenströmungen ist dem Autor lediglich eine Veröffentlichung bekannt, in der in numerischen Untersuchungen einer Einspritzdüse mittels LES dieses Phänomen beobachtet wurde [21].

5.3 Vergleich: Experimente - Simulationen

Für einen Vergleich der zuvor beschriebenen experimentellen Ergebnisse mit Simulationsergebnissen wird das Herschel-Rohr mit einem Düsenhalbwinkel von 45° numerisch

untersucht. Dafür werden 3D-Simulationen mit einem Totaldruck am Eintritt von 3.76 bar und einen entsprechenden maximalen Volumenstrom von $8.4 \text{ m}^3/\text{h}$ mit CCM+ durchgeführt. Der numerisch untersuchte Betriebsbereich beschränkt sich hierbei vor allem auf den Bereich des Einsetzens der Durchflussbegrenzung und soll, ähnlich den Experimenten, hoch aufgelöst untersucht werden.

Für die numerischen Untersuchungen werden die selben Netzparameter gewählt, wie für das feine Netz der 3D Untersuchungen von Kapitel 4.3. Aufgrund des kürzeren Düsenbereiches resultiert das numerische Rechnetz in etwa 2.84 Mio. Volumenzellen. Weiterhin entsprechen die gewählten physikalischen Modelle und Parameter den in Kapitel 4.1 bereits beschriebenen. Als Turbulenzmodell wird das Realizable k- ϵ -Modell gewählt, da es sich bei den bisherigen 3D-Simulationen bewährt hat.

5.3.1 Massenstrom

Wie bereits in den experimentellen Untersuchungen, soll nun zunächst der numerisch ermittelte Durchfluss untersucht und mit den experimentellen Ergebnissen verglichen werden. Dafür ist in Abb. 5.28 der zeitlich gemittelte Massenstrom aus den 3D Simulationen über dem Druckverhältnis p_2/P_{01} aufgetragen. Weiterhin ist der experimentell ermittelte Massenstrom für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ gezeigt. Generell zeigen beide Kurven ein global ähnliches Verhalten. Was man anhand der Simulationsergebnisse nicht beobachten kann, ist der Knick beim Übergang in die Durchflussbegrenzung, angedeutet durch die gestrichelte Linie im vergrößerten Bereich rechts oben. Wie aber auch schon bei einigen Messkurven kann dies schlichtweg daran liegen, dass der dafür nötige Betriebspunkt in den Simulationen möglicherweise nicht simuliert wurde. Eine weitere mögliche Erklärung für das nicht vorhanden sein des Knicks in den numerischen Untersuchungen ist die unterschiedliche Vorgabe der Randbedingungen. Während in den Simulationen die Druckdifferenz durch die Definition des Totaldrucks am Eintritt und des statischen Druckes am Austritt fest vorgegeben ist, wird in den Experimenten lediglich der Druck weit hinter der Düse durch den dortigen Schieber variiert. Der Druckabfall über der Düse kann sich in den Experimenten aber dennoch variabel einstellen.

Zwischen den Druckverhältnissen 0.89 und 0.91 zeigt die simulierte Massenstromkurve einen aufgeblähten Bereich, in dem der Abfall des Massenstromes zunächst stark abgebremst wird und im Anschluss wieder verstärkt einsetzt. Vergleicht man diesen Bereich mit der gemessenen Kurve fällt dieses Verhalten dort auch auf, jedoch in deutlich abgeschwächer Form. In Abb. 5.13 ist dieser Bereich vergrößert dargestellt und man erkennt gut die zusätzliche Wölbung bei $p_2/P_{01} \approx 0.89$.

Die Simulationen sind durchaus in der Lage den generellen Verlauf der experimentell ermittelten Messkurven zu reproduzieren. Dass einzelne Phänomene in den Simulationen

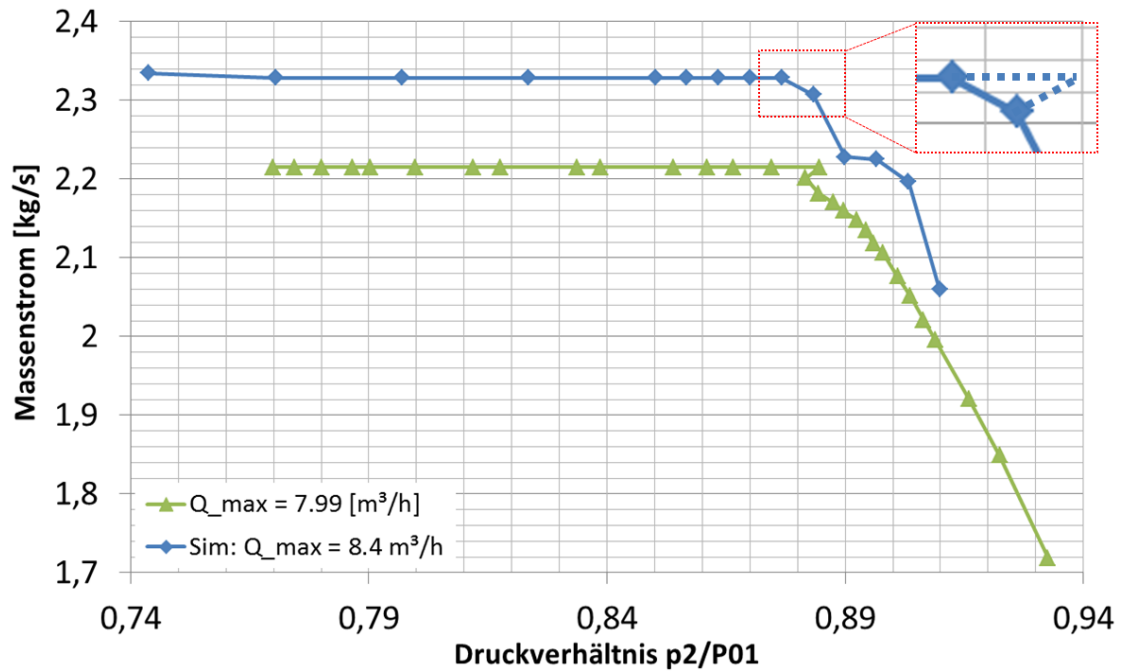


ABBILDUNG 5.28: Simulierter Massenstrom im Vergleich zum gemessenen Massenstrom für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ in Abhängigkeit des Druckverhältnisses p_2/P_{01} .

überproportional in Erscheinung treten ist vermutlich auf die nicht angepassten Modellkonstanten, wie die Anzahl der Keime oder die Verdampfungs- und Kondensationskonstanten, zurück zu führen. Weiterhin haben gerade die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen die extrem chaotische Strömung im Endbereich der Kavitationsblase sowie die sehr kurzzeitigen lokalen Ereignisse verdeutlicht. Um diese zu berücksichtigen wären aber deutlich kleine numerische Zeitschritte und ein wesentlich feineres Netz notwendig, so dass man hierbei in die Größenordnung von DNS-Simulationen vorstoßen müsste.

In Abb. 5.29 ist zusätzlich zum numerisch ermittelten Massenstrom (\dot{m}_{sim}) im Bereich der Durchflussbegrenzung der nach Gl. (5.2) theoretisch ermittelte Massenstrom $\dot{m}_{theo,cor1}$ gezeigt. Der Massenstrom $\dot{m}_{theo,cor1}$ ist nach der selben Vorgehensweise berechnet wie bereits in Kapitel 5.2.1 beschrieben, mit $C_{cav,1} = 0.8692$. Die Abweichung mit dem simulierten Massenstrom beträgt zwischen den Druckverhältnissen 0.77 bis 0.87 etwa 0.47%. Für das Druckverhältnis 0.74 steigt der numerisch ermittelte Massenstrom leicht an und die Abweichung sinkt auf 0.22%.

Damit liegt der theoretisch ermittelte Massenstrom auch für die Simulationen relativ nahe am tatsächlichen Wert, wodurch sich der Korrekturfaktor durchaus bewährt.

In Abb. 5.30 ist einmal der dimensionslose Massenstrom aus den Experimenten für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ und aus der Simulation über dem Druckverhältnis aufgetragen. Zusätzlich sind, wie bereits in Abb. 5.6, jeweils die Druckverhältnisse markiert, ab denen die Kavitation einsetzt und ab denen die Schichtkavitation das Halsende erreicht. Weiterhin

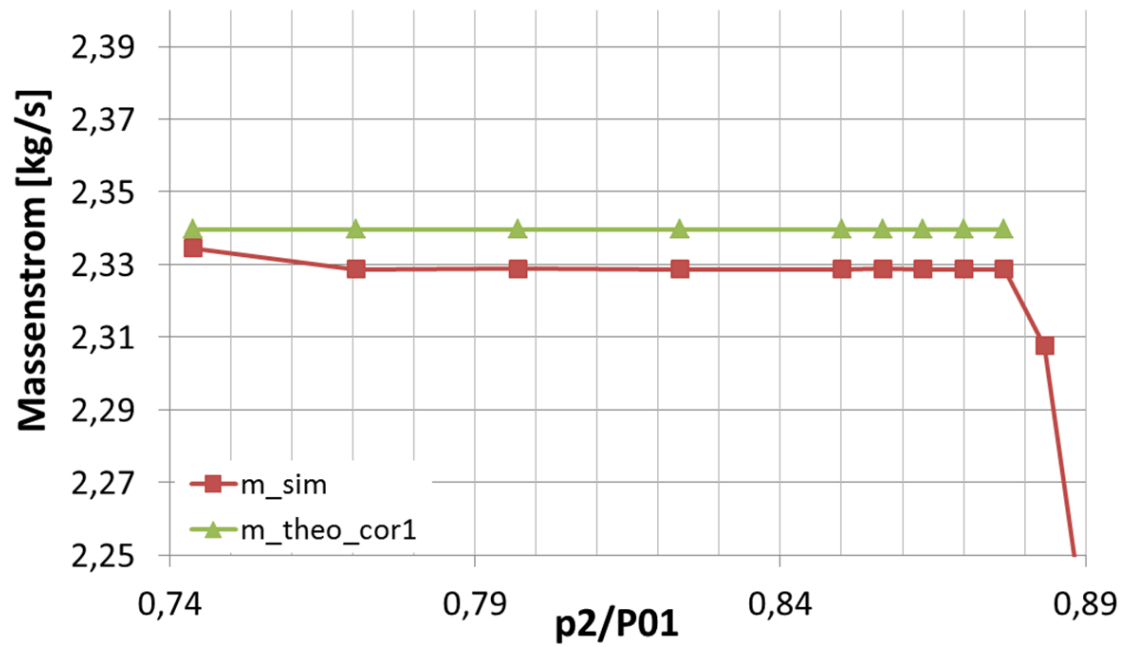


ABBILDUNG 5.29: Simulierter Massenstrom im Vergleich mit unterschiedlichen theoretischen Berechnungen.

sind einige markante Betriebspunkte der Simulationsreihe nummeriert, die im Folgenden genauer betrachtet werden sollen.

Für die markanten Kavitationsbereiche ergibt sich bezogen auf das Druckverhältnis eine sehr gute Übereinstimmung, vor allem im Bereich der einsetzenden Kavitation. Wie schon

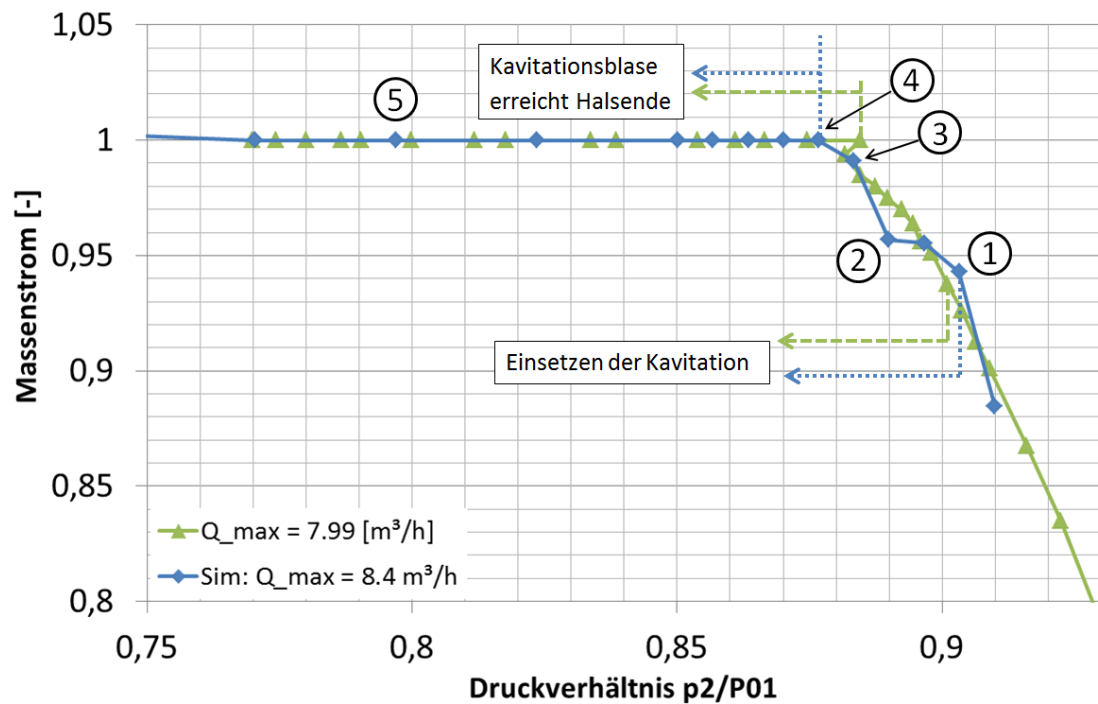


ABBILDUNG 5.30: Dimensionslose Durchflüsse für Experimente mit $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ und Simulation mit $Q_{max} = 8.4 \text{ m}^3/\text{h}$ in Abhängigkeit vom Druckverhältnis p_2/P_{01} .

zuvor beschrieben liegt zwischen Punkt ③ und ④ (siehe Numerierung in Abb. 5.30) der Simulationsreihe möglicherweise ein Druckverhältnis, bei dem der Sprung zur Durchflussbegrenzung deutlicher ausfällt. Da dieses Phänomen in den Simulationen aber nicht auftritt, liegen die Anfänge der Durchflussbegrenzung etwas weiter auseinander. Dies gilt allerdings nur bei einem Vergleich mit einer Messreihe mit ausgeprägtem Sprung. In Abb. 5.31 sind in Anlehnung an die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ähnliche Darstellungen der numerisch ermittelten Schichtkavitation präsentiert. Betrachtet man z.B. die zu Punkt ④ gehörende Abb. 5.31(d) sieht man, dass die Kavitationsblase bereits ein Stück in den Diffusorbereich hineinragt. Dies bedeutet, dass das eigentliche Druckverhältnis, ab dem die Kavitationsblase das Halsende erreicht, etwas kleiner sein sollte, wodurch die Übereinstimmung mit den experimentellen Werten wiederum steigt. In Abb. 5.31 ist der Dampfvolumenteil in einem vergrößerten Ausschnitt, auf einer

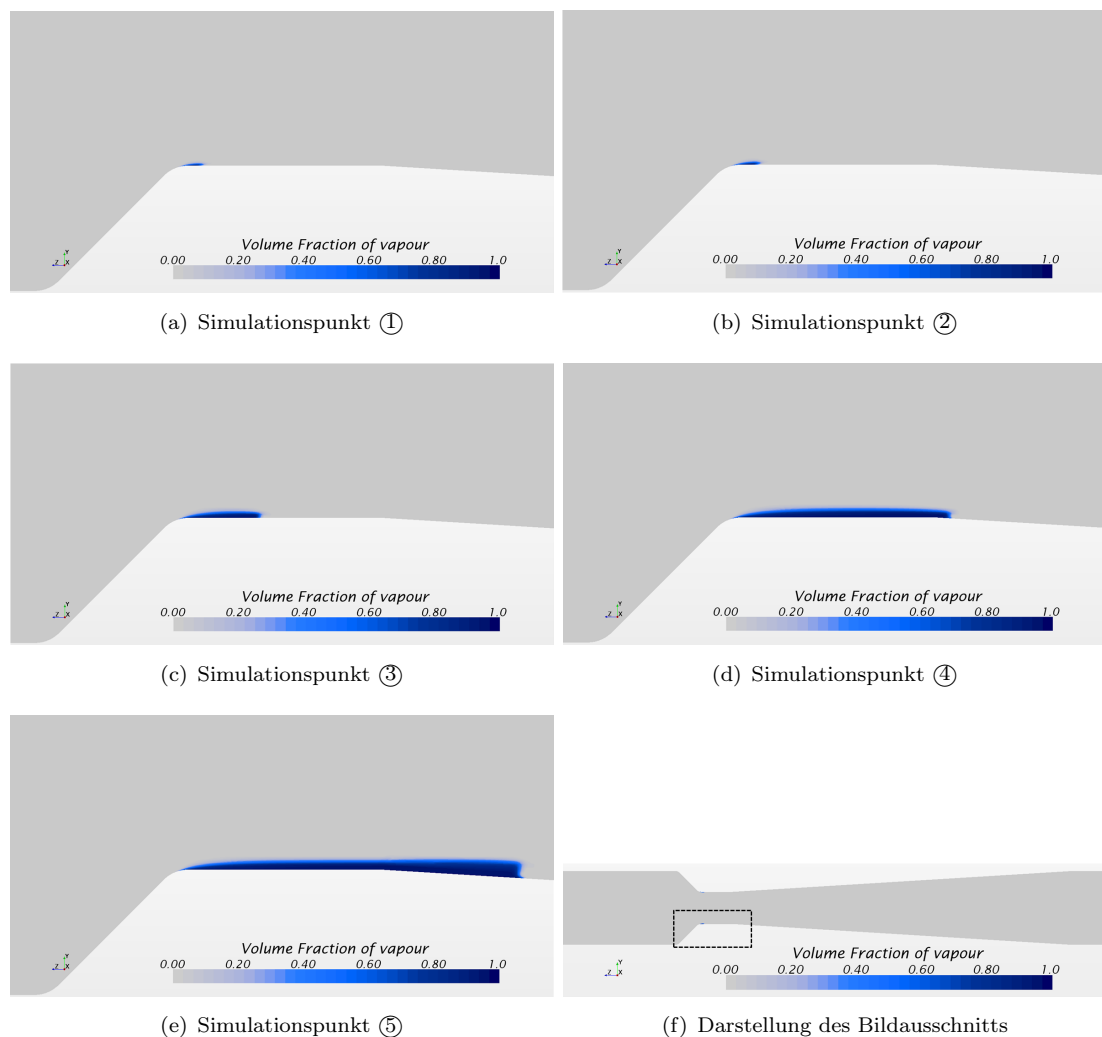


ABBILDUNG 5.31: Darstellung des Dampfvolumentails einiger ausgewählter Simulationen auf einem 2D Schnitt durch die Rotationsachse; Position des Ausschnitts in Abb. 5.31(f) gekennzeichnet.

2D Schnittebene durch die Rotationsachse des Herschel-Rohres gezeigt. Der vergrößerte Bereich umfasst den Düsen- sowie Halsbereich und einen kleinen Teil des Diffusors, und ist in Abb. 5.31(f) markiert. Gezeigt ist jeweils die maximale Länge der Kavitationsblase. Betrachtet man die Simulationen in Abb. 5.31 und vergleicht diese mit den Experimenten in Abb. 5.7 fällt die große Übereinstimmung in den Längen der Kavitationsblasen auf. Wie auch schon in den Experimenten ergibt sich in den Simulationen ein sprunghafter Längenzuwachs der Kavitationsblase zwischen Betriebspunkt ③, mit einem Druckverhältnis von $p_2/P_{01} = 0.8833$, und Betriebspunkt ④, mit einem Druckverhältnis von $p_2/P_{01} = 0.8767$. Dass dieses Phänomen ebenfalls in den Simulationen auftritt unterstreicht noch einmal, dass es nicht durch Oberflächenrauigkeiten oder ähnliches in den Experimenten zu Stande kommt. Weiterhin tritt dieses Phänomen in den Simulationen bei einem höheren Q_{max} auf als in den Experimenten. Dies lässt vermuten, dass die sprunghafte Verlängerung der Schichtkavitation nicht nur auf die Randbedingungen bei $Q_{max} \approx 8 \text{ m}^3/h$ beschränkt ist, sondern vielmehr die Regel darstellt.

Zur Verdeutlichung der sehr guten Übereinstimmung der Längen der Schichtkavitation ist in Abb. 5.32 die gemessene, maximale Länge der Schichtkavitation, bezogen auf den Halsdurchmesser d_{th} , für die Experimente bei $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/h$ und $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/h$ sowie die entsprechenden Werte aus den Simulationen über der Kavitationszahl σ_{th2} aufgetragen. Für die Experimente wird, wie bereits beschrieben, die maximale Länge der Schichtkavitation aus Fotografien mit langer Belichtungszeit ($\geq 3 \text{ s}$) ermittelt (siehe z.B. Abb. 5.7(b)-5.7(g)). Für die Simulationen findet die Bestimmung über die Auswertung des Volumenanteils entlang der Wand statt. Weiterhin sind wieder die selben Betriebspunkte in der Simulationsreihe gekennzeichnet wie bereits in Abb. 5.30.

Wie in den experimentellen Auswertungen beschrieben, ergibt sich bei einer Kavitationszahl von $\sigma_{th2} \approx 1.2$ eine sprunghafte Verlängerung der Kavitationsblase. Die dimensionslose Länge vervierfacht sich teilweise in den Experimenten von einem Messpunkt zum nächsten. Allerdings vergrößert sich auch die Düsenhalsgeschwindigkeit sprunghaft, wodurch sich eine starke Verschiebung der Messpunkte hin zu kleineren Kavitationszahlen ergibt. Dieses Verhalten kann man in den Simulationsergebnissen so ebenfalls beobachten. Die numerisch und experimentell ermittelten Werte stimmen im gesamten betrachteten Bereich sehr gut überein. So ändert sich die Steigung der ermittelten Kurven sowohl in den Experimenten, als auch in den Simulationen in dem untersuchten Bereich dreimal. Dabei nimmt diese zu kleineren Kavitationszahlen hin stets zu. Zunächst wächst die Schichtkavitation vom Einsetzen der Kavitation bis zu $\sigma_{th2} \approx 1.3$ relativ langsam an, wobei der Längenzuwachs in den Experimenten noch deutlich kleiner ausfällt als in der Simulation. So beträgt die Steigung bei abnehmender Kavitationszahl bis zu $\sigma_{th2} \approx 1.3$ in den Simulationen etwa 0.68, in den Experimenten 0.43. Zwischen $\sigma_{th2} \approx 1.3 - 0.9$ liegt die Steigung bei abnehmender Kavitationszahl sowohl in der Simulation als auch

im Experiment bei etwa 3.1. Ab $\sigma_{th2} \approx 0.9$ wächst die Kavitationsblase in den Experimenten etwas schneller als in den Simulationen. Hier ist die Steigung bei abnehmender Kavitationszahl in den Experimenten etwa 13, in den Simulationen lediglich etwa 9.1. Die gute Übereinstimmung, vor allem der Knickpunkte, ist umso erstaunlicher, da keine Informationen bezüglich der Wasserqualität der Experimente vorliegen und in den Simulationen nur die Standardwerte, sowohl im Bezug auf die Wasserqualität, als auch im Bezug auf die Konstanten des Kavitationsmodells, verwendet wurden.

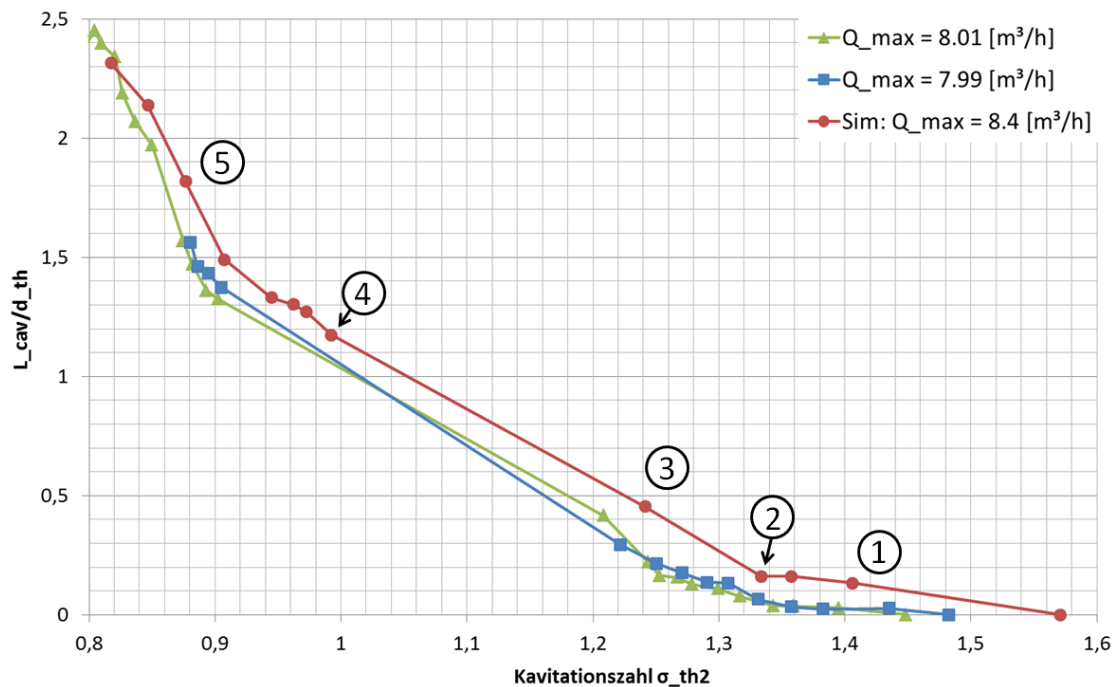


ABBILDUNG 5.32: Vergleich der gemessenen und simulierten maximalen Länge der Kavitationsblase L_{cav} , bezogen auf den Halsdurchmesser d_{th} , für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ und $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$, in Abhängigkeit der Kavitationszahl σ_{th2} .

In Abb. 5.33 sind die gleichen Daten über dem Druckverhältnis p_2/P_{01} aufgetragen. Hier erkennt man noch deutlicher die sprunghafte Verlängerung der Kavitationsblase und auch wiederum die sehr gute Übereinstimmung zwischen den Experimenten und der Simulation. Da die Länge der Kavitationsblase in diesem Fall über dem Druckverhältnis aufgetragen ist, fehlt in dieser Art der Darstellung jeglicher Einfluss der theoretisch ermittelten Düsenhalsgeschwindigkeit, wie es durch σ_{th2} in Abb. 5.32 der Fall ist. Der sprunghafte Anstieg der Kavitationsblasenlänge macht jedoch deutlich, dass sich hier auch physikalische Werte wie z.B. die Geschwindigkeit oder der Druck sprunghaft ändern müssen. Eine sprunghafte Änderung der Geschwindigkeit wird z.B. auch durch den Verlauf des Verlustkoeffizienten impliziert.

Ein physikalischer Grund für die sprunghafte Verlängerung der Schichtkavitation könnte

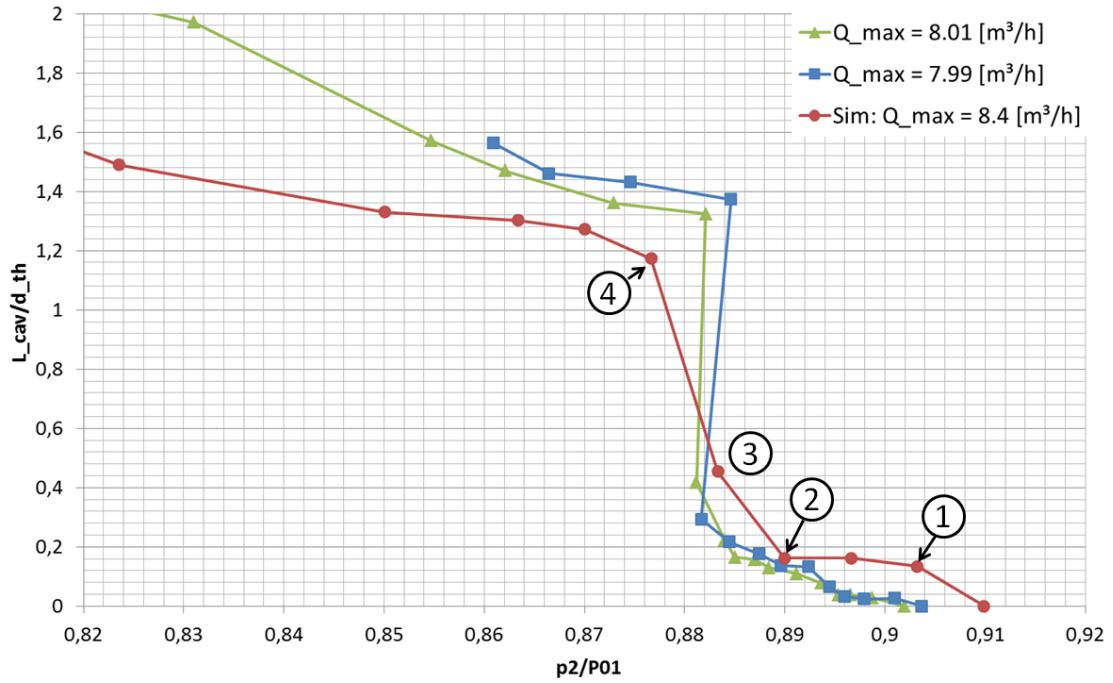


ABBILDUNG 5.33: Vergleich der gemessenen und Simulierten maximalen Länge der Kavitationsblase L_{cav} , bezogen auf den Halsdurchmesser d_{th} , für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ und $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$, in Abhängigkeit des Druckverhältnisses p_2/P_{01} .

im relativ komplexen Druckfeld im Düsenhals des Herschel-Rohres kurz vor dem Einsetzen der Durchflussbegrenzung begründet sein. Das Druckfeld ist anhand von Druckkonturen in Abb. 5.34 dargestellt. Gezeigt sind die Druckkonturen von Simulationspunkt ③ ($p_2/P_{01} = 0.8833$) und ④ ($p_2/P_{01} = 0.8767$), also vor und nach der sprunghaften Verlängerung. Die Druckkonturen sind jeweils auf einer 2D-Schnittebene gezeigt, die durch die Rotationsachse des Herschel-Rohres verläuft. Der Zeitpunkt der Darstellung entspricht dem selben Zeitpunkt der entsprechenden Abbildungen der Schichtkavitation aus Abb. 5.31. Zu sehen ist jeweils nur eine Hälfte der 2D-Ebene, wobei die obere Hälfte das relativ komplexe Druckfeld kurz vor der Durchflussbegrenzung zeigt (③). Mit \oplus und \ominus sind zusätzlich die lokalen Druckfelder relativ zueinander quantifiziert. So ist der Druck innerhalb der Schichtkavitation am niedrigsten, am Ende der Kavitationsblase entsteht aber durch den Re-entrant Jet ein Druckanstieg. Danach sinkt der Druck zunächst bis zum Diffusor Anfang ab, um dann im Diffusor wieder kontinuierlich zu steigen. Innerhalb des Düsenhalses entstehen so vier Druckänderungen bei Betriebspunkt ③.

Dies sieht man auch gut anhand des Wanddruckes, der in Abb. 5.35 gezeigt ist. Auf der Abszisse ist die axiale Position aufgetragen, wobei 0 den Anfang des zylindrischen Halses markiert. Über eine Distanz von 11 mm sieht man anhand der grünen Linie ($p_2/P_{01} = 0.8833$) die vier Druckschwankungen von Betriebspunkt ③. Diese komplexe Druckverteilung tritt sonst weder im nicht-kavitierenden Zustand (blaue Linie, $p_2/P_{01} = 0.9099$),

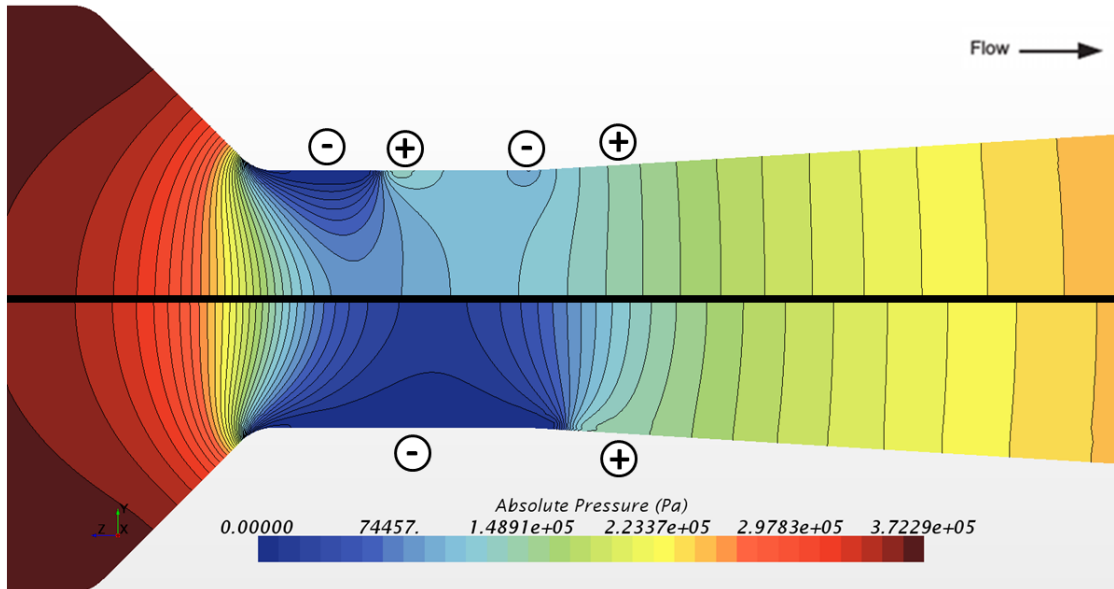


ABBILDUNG 5.34: Druckkonturen für Betriebspunkt ③ ($p_2/P_{01} = 0.8833$) [oben] und Betriebspunkt ④ ($p_2/P_{01} = 0.8767$) [unten]; \oplus und \ominus kennzeichnen Bereiche höheren und geringeren Druckes.

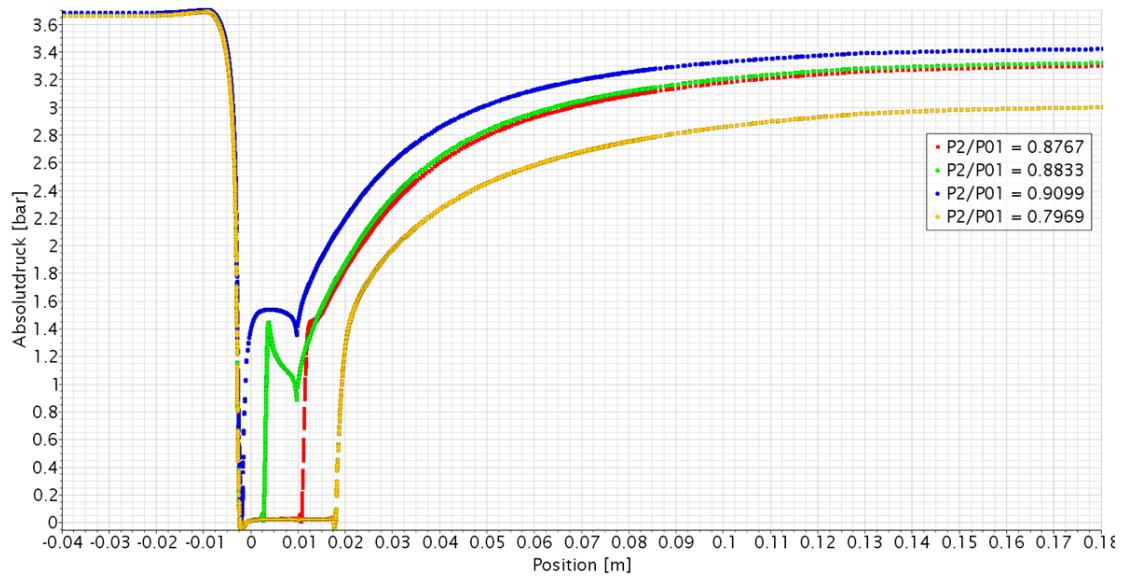


ABBILDUNG 5.35: Druck entlang der Wand für Betriebspunkt ③ ($p_2/P_{01} = 0.8833$) und Betriebspunkt ④ ($p_2/P_{01} = 0.8767$).

noch im vollständig kavitierenden Zustand (gelbe Linie, $p_2/P_{01} = 0.7969$), wenn die Kavitationsblase über den Halsbereich hinaus ragt, auf.

Betrachtet man hingegen die Druckkonturen für Betriebspunkt ④ in der unteren Hälfte von Abb. 5.34, sieht man ein deutlich homogeneres Druckfeld. Anstelle von vier Druckschwankungen sind hier nur noch zwei zu sehen, der niedrige Druck innerhalb der Kavitationsblase und der Druckanstieg am Ende der Blase, der nun in den Diffusor Anfang

gerückt ist und mit dem dort ohnehin stattfindenden Druckanstieg zusammenfällt. Interessant ist hier vor allem die Kurve des Wanddruckes in Abb. 5.35. Der Druckanstieg am Ende der Schichtkavitation entspricht jetzt mehr oder weniger dem Druckniveau von Betriebspunkt ③ an der selben Position. Aus dem instabilen Zickzack-Verlauf des Wanddruckes vor der sprunghaften Verlängerung ist nun ein fast „normaler“ Druckanstieg im Diffusorbereich geworden.

Vermutlich genügt bereits eine kleine Reduzierung des Druckverhältnisses, um das relativ instabile, komplexe Druckfeld von Betriebspunkt ③ aus dem Gleichgewicht zu bringen. Dabei vereinigt sich schlagartig das instabile Druckfeld zwischen Re-entrant Jet und Diffusor Anfang und wird in den Diffusor gesaugt, wodurch das wesentlich stabilere Druckfeld von Betriebspunkt ④ entsteht. Der Unterdruck am Ende des Düsenhalses saugt vermutlich den Re-entrant Jet oder die Kavitationsblase an. Das so entstehende stabilere Druckfeld verhindert, dass die Kavitationsblase Längen von $L_{cav}/d_{th} \approx 0.5 - 1.1$ annimmt (siehe z.B. Abb. 5.33). Dies würde erklären, warum sich die Kavitationsblase in diesem Bereich so sprunghaft verlängert.

Dies würde aber auch bedeuten, dass die sprunghafte Verlängerung der Schichtkavitation prinzipiell immer auftreten müsste. Dass sie nicht in allen Messreihen auftrat liegt vermutlich an der teilweise zu groben Variation der gemessenen Druckverhältnisse.

5.3.2 Verlustkoeffizient

Wie bereits bei der Analyse der Messergebnisse, soll nun eine Auswertung des numerisch ermittelten Verlustkoeffizienten statt finden. Dafür ist in Abb. 5.36 der Verlustkoeffizient für unterschiedliche Definitionen der Kavitationszahl aufgetragen. In der bereits in Abb. 5.17 für die Messungen mit $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$ gezeigten Darstellung sind jetzt zusätzlich die Ergebnisse der 3D Simulationen eingefügt. Die Übereinstimmung der Ergebnisse ist in Anbetracht der bereits ausführlich erwähnten Einflussfaktoren (unbekannte Wasserqualität, Skalierungsparameter im Kavitationsmodell, Wahl der Turbulenzmodellierung, etc.) recht gut. Vor allem im Bereich der einsetzenden Kavitation bis zum Beginn der Durchflussbegrenzung ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung. So wird auch in den Simulationen bei sinkender Kavitationszahl ab dem Einsetzen der Kavitation zunächst ein leichter Anstieg des Verlustkoeffizienten prognostiziert, der bei Beginn der Durchflussbegrenzung zunächst stark abfällt und anschließend konstant ansteigt. Überraschend ist hierbei auch die äußerst gute Übereinstimmung der Steigung im Bereich der Durchflussbegrenzung bei allen drei Auftragungen.

Dennoch tritt im Bereich der Durchflussbegrenzung eine systematische Verschiebung zwischen den experimentellen und den numerischen Werten auf. Diese Verschiebung lässt

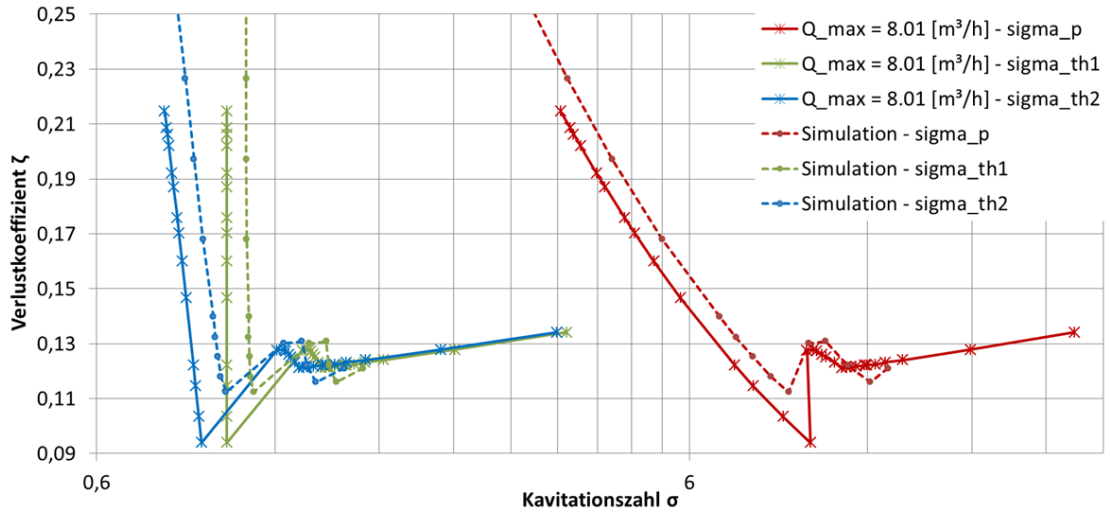


ABBILDUNG 5.36: Verlustkoeffizient ζ vs. Kavitationszahl (logarithmisch) σ_p , σ_{th1} und σ_{th2} für Experimente mit $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$ und Simulation mit $Q_{max} = 8.4 \text{ m}^3/\text{h}$.

sich nun aber nutzen, um die Abweichung durch die Verwendung der reibungslosen Beziehung von Gl. (5.6) zu überprüfen. Wie bei der Auswertung der Experimente beschrieben, wird im Bereich der Durchflussbegrenzung der Verlustkoeffizient der Experimente über die theoretische, verlustfreie Düsenhalsgeschwindigkeit nach Gl. (5.6) berechnet. Dass dies zu einem gewissen Fehler führt, ist zu erwarten und sorgt für die zu sehende Verschiebung der gemessenen Werte zu den numerisch ermittelten.

Ausgehend von den beiden rechten Kurven, in denen der Verlustkoeffizient jeweils über der Kavitationszahl σ_p aufgetragen ist, ergibt sich eine vertikale Verschiebung des Verlustkoeffizienten von etwa 8.7%. Da in σ_p lediglich Druckdifferenzen auftreten ist diese unabhängig von der Düsenhalsgeschwindigkeit, wodurch diese nur noch im Verlustkoeffizienten auftritt. Bei den beiden Kurven, die in Abhängigkeit von σ_{th1} und σ_{th2} aufgetragen sind, fließt die Düsenhalsgeschwindigkeit zusätzlich in die Kavitationszahlen mit ein, so dass hier eine weitere Verschiebung der Messpunkte nach links auftritt¹¹.

Eine Abschätzung, basierend auf dem ermittelten 8.7% Unterschied im Verlustkoeffizienten, liefert für die Überschätzung der Düsenhalsgeschwindigkeit im Bereich der Durchflussbegrenzung aufgrund der Verwendung der reibungslosen Berechnung nach Bernoulli (Gl. (5.6)) folgendes:

$$\begin{aligned}
 \zeta_{exp} &= \frac{p_1 - p_2}{0.5 \rho_l v_{th, inviscid}^2} * 1.087 \approx \frac{p_1 - p_2}{0.5 \rho_l v_{th, sim}^2} = \zeta_{sim} \\
 v_{th, sim}^2 * 1.087 &\approx v_{th, inviscid}^2 \\
 v_{th, sim} * 1.0426 &\approx v_{th, inviscid}
 \end{aligned} \tag{5.14}$$

¹¹Eine höhere theoretische Düsenhalsgeschwindigkeit, im Vergleich zur realen, reibungsbehafteten Geschw. führt zu einer kleineren Kavitationszahl, da die Geschw. im Nenner steht.

Demnach führt die Verwendung von Gl. (5.6) zur Berechnung der Düsenhalsgeschwindigkeit zu einer Überschätzung durch die Annahme der Reibungslosigkeit derselbigen um etwa 4.26%.

In Kapitel 5.2.1 wurden die beiden Korrekturfaktoren $C_{cav,1}$ und $C_{cav,2}$ zur Bestimmung des Massenstromes eingeführt. $C_{cav,1}$ bezieht sich in Gl. (5.1) direkt auf die Bestimmung des Massenstromes über die Düsenhalsgeschwindigkeit und wurde zu 0.8692 ermittelt. Demnach muss der Massenstrom nach Gl. (5.1) um 13.08% korrigiert werden, wovon nach Gl. (5.14) 4.26% auf die Korrektur der überschätzten Düsenhalsgeschwindigkeit entfallen. Die restlichen 8.82% entfallen demnach auf die Korrektur des Produktes aus Flüssigkeitsdichte und Düsenhalsquerschnitt $\rho_l \cdot A_{th}$. Durch die Kavitation bzw. durch den Dampfanteil im Düsenhals sinkt dort natürlich die mittlere Dichte, wodurch die Überschätzung des Massenstromes unter Verwendung der Flüssigkeitsdichte zustande kommt.

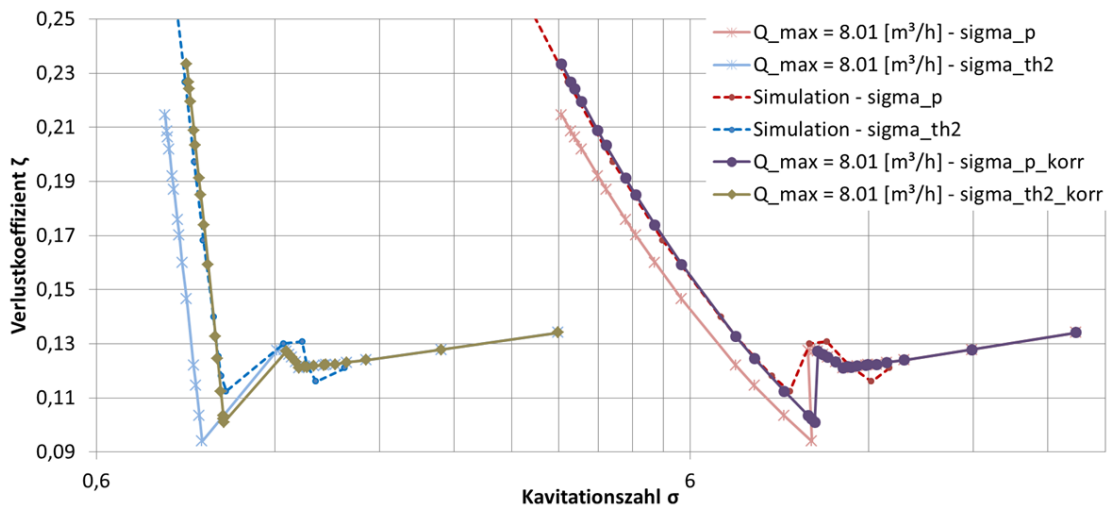


ABBILDUNG 5.37: Verlustkoeffizient ζ vs. Kavitationszahl (logarithmisch) σ_p und σ_{th2} für Experimente mit $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$ und Simulation mit $Q_{max} = 8.4 \text{ m}^3/\text{h}$ inklusive der Geschwindigkeitskorrektur für die Durchflussbegrenzung nach Gl. (5.14).

In Abb. 5.37 ist die nach Gl. (5.14) ermittelte Überschätzung der Geschwindigkeit im Bereich der Durchflussbegrenzung durch den reibungslosen Ansatz nach Gl. (5.6) berücksichtigt worden. So wurde sowohl bei der Berechnung des Verlustkoeffizienten ζ als auch bei der Berechnung der Kavitationszahl σ_{th2} die Geschwindigkeit nach Gl. (5.6) im Bereich der Durchflussbegrenzung um 4.26% verringert. Der besseren Übersicht halber wurden die Kurven für σ_{th1} nicht mehr dargestellt. Die so korrigierten Kurven sind zusätzlich in Abb. 5.37 aufgetragen und zeigen nun eine sehr gute Übereinstimmung. Durch die Korrektur der reibungslosen Düsenhalsgeschwindigkeit stimmen die experimentellen Ergebnisse nun sowohl im nicht kavitierenden Bereich als auch im Bereich der Durchflussbegrenzung sehr gut überein. Lediglich im Übergangsbereich gibt es leichte Abweichungen zwischen den numerischen und experimentellen Ergebnissen. Allerdings

wird auch hier der Trend durch die Simulationen korrekt wiedergegeben.

Trotz der Korrektur der Düsenhalsgeschwindigkeit im Bereich der Durchflussbegrenzung sieht man immer noch einen starken Abfall des Verlustkoeffizienten bei Beginn der Durchflussbegrenzung. Dieser ist nun hauptsächlich auf die Reduktion des Druckverlustes zurück zu führen, die in Tab. 5.2 schon einmal thematisiert wurden.

Die ermittelten prozentualen Einflüsse auf den Korrekturfaktor stellen natürlich, genauso wie der Korrekturfaktor an sich, keine absoluten Werte dar, sondern müssen im Rahmen der Messgenauigkeit und der numerischen Genauigkeit betrachtet werden. Insofern stellen die prozentualen Einflüsse auf den Korrekturfaktor eher Tendenzen dar. Dementsprechend macht die Korrektur der als reibungslos angenommenen und nach Gl. (5.6) berechneten Düsenhalsgeschwindigkeit etwa 1/3 des gesamten Korrekturfaktors aus. Die anderen 2/3 entfallen auf die Korrektur des Produktes aus Flüssigkeitsdichte und Düsenhalsquerschnitt.

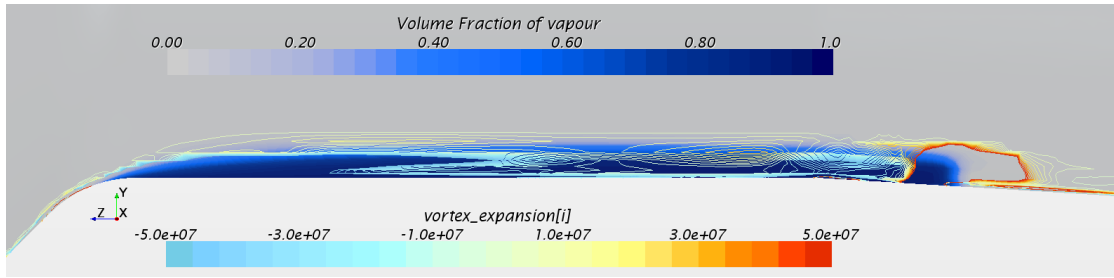
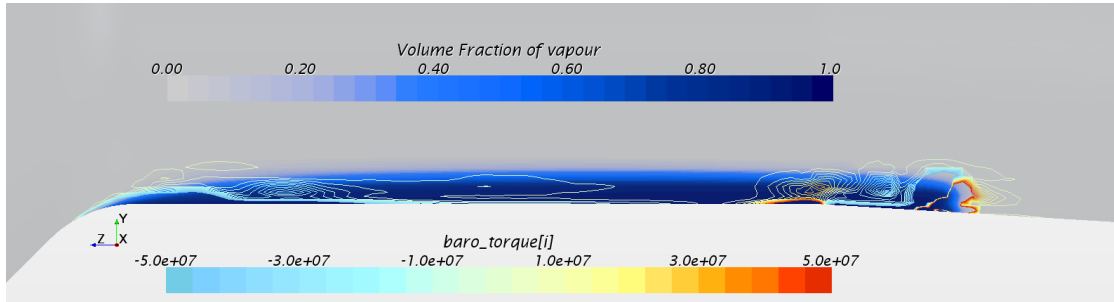
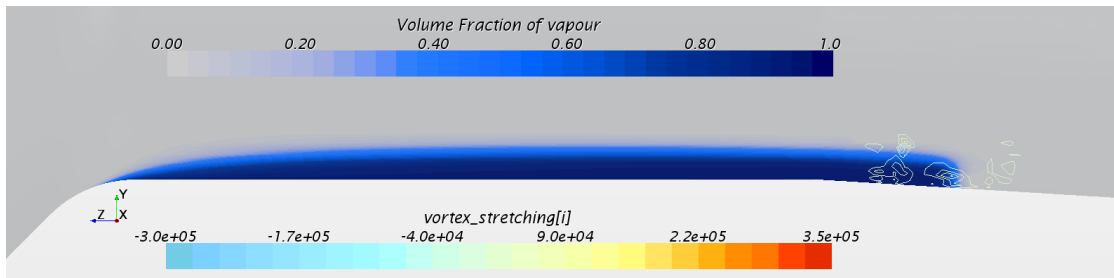
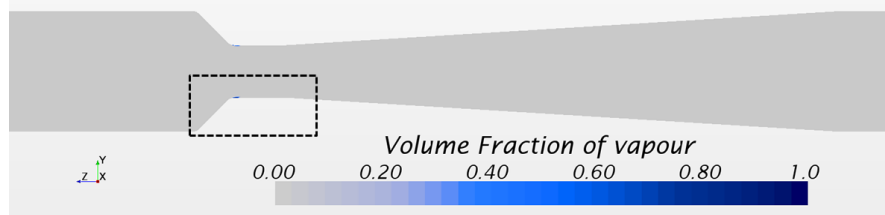
5.3.3 Vortizität

In neueren numerischen Untersuchungen zur Kavitation wird häufig auf die Kopplung der Vortizität mit der Kavitation eingegangen. Eine Analyse der Vortizität im numerisch untersuchten Herschel-Rohr zeigt auch hier die starke Interaktion mit der kavitierenden Strömung. Wie von JI ET AL. beschrieben, kann gerade durch den starken Einfluss der Kavitation auf die Vortizität die Kavitationsblase einen hochgradig dreidimensionalen Charakter annehmen [112, 113]. Dies veranschaulicht bereits ein Blick auf die Wirbeltransportgleichung, die folgendermaßen definiert ist:

$$\frac{D\vec{\omega}}{Dt} = -\vec{\omega}(\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) + \frac{\vec{\nabla}\rho_m \times \vec{\nabla}P}{\rho_m^2} + (\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla})\vec{V} + \frac{1}{Re}(\nabla^2\vec{\omega}) \quad (5.15)$$

In Abb. 5.38 sind die x-Komponenten der ersten drei Terme der rechten Seite der Wirbeltransportgleichung ausgewertet, die für die Expansion der Vortizität (Abb. 5.38(a)), das barotropische Drehmoment (Abb. 5.38(b)) und die Dilatation der Vortizität (Abb. 5.38(c)) stehen. Die Auswertung stellt eine Momentaufnahme für das Druckverhältnis $p_2/P_{01} = 0.87$ dar und findet jeweils auf einem 2D-Schnitt durch die Symmetrieachse statt, wobei die Abbildungen einen vergrößerten Bereich entlang des Düsenhalses zeigen (markierter Bereich aus Abb. 5.38(d)). Wie von anderen Autoren auch beobachtet, haben das baroklinische Drehmoment und die Expansion der Vortizität im Bereich der kavitierenden Strömung die gleiche Größenordnung [113, 168], wohingegen der Dilatationsterm deutlich kleinere Werte annimmt.

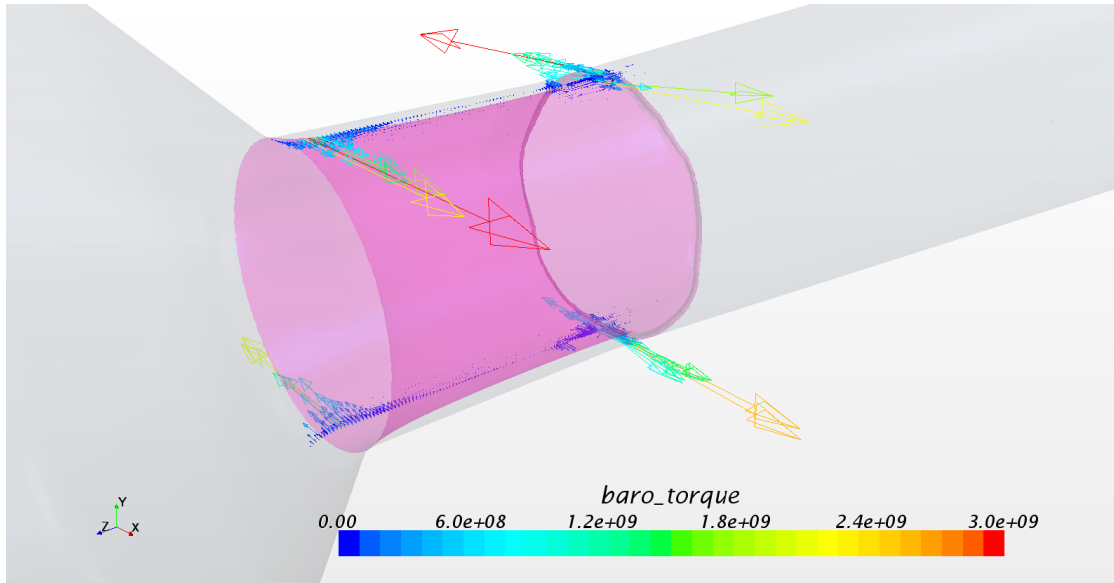
Auffällig ist auch, dass das baroklinische Drehmoment und der Expansionsterm vor allem


 (a) Expansion der Vortizität: $(\vec{\omega}(\vec{\nabla} \cdot \vec{V}))_x$

 (b) Baroklinisches Drehmoment: $(\frac{\vec{\nabla} \rho_m \times \vec{\nabla} P}{\rho_m^2})_x$

 (c) Dilatation der Vortizität: $(\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla})\vec{V}_x$


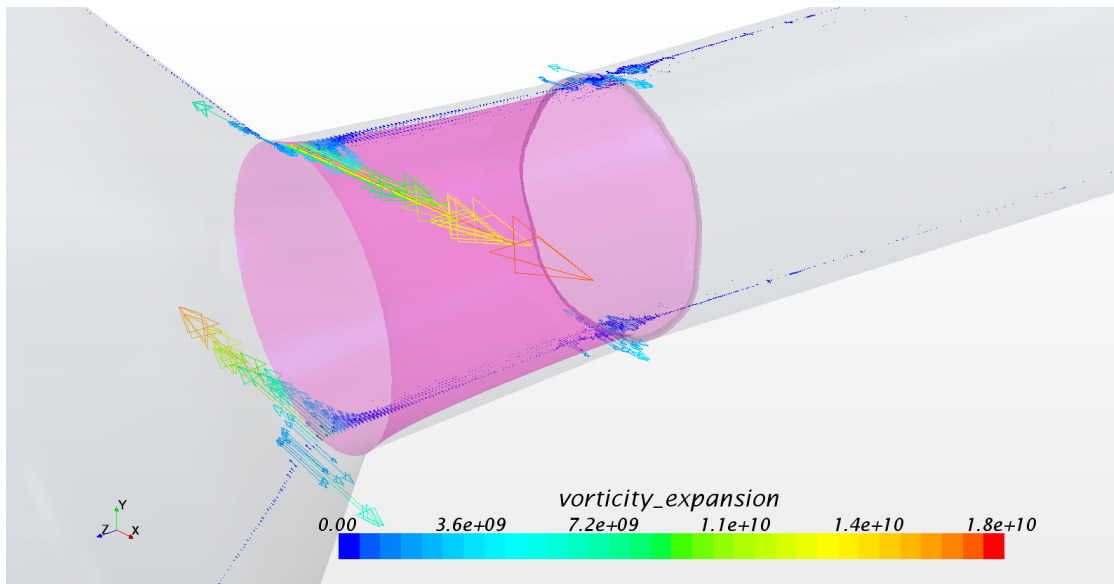
(d) Darstellung des Bildausschnitts

ABBILDUNG 5.38: Momentane Auswertung einzelner Terme der Wirbeltransportgleichung auf einem 2D-Schnitt am Beispiel des Herschel-Rohres für $p_2/P_{01} = 0.87$, $[s^{-2}]$. Zusätzlich ist die Ausdehnung der Kavitationswolke anhand des Dampfvolumentanteils dargestellt.

im Anfangs- und Endbereich der Kavitationsblase die höchsten/niedrigsten Werte annehmen. Dies kann man auch deutlich in Abb. 5.39 anhand der Vektordarstellung sehen. Die Vektoren sind in Abb. 5.39 ausgehend von einer 2D-Ebene durch die Symmetrieachse dargestellt. Der Expansionsterm, gezeigt in Abb. 5.39(b), nimmt dabei eher am Beginn der Kavitationsblase, dargestellt durch die Iso-Fläche für einen Dampfvolumenteil α_v



(a) Baroklinisches Drehmoment: $\frac{\vec{\nabla} \rho_m \times \vec{\nabla} P}{\rho_m^2}$



(b) Expansion der Vortizität: $\vec{\omega}(\vec{\nabla} \cdot \vec{V})$

ABBILDUNG 5.39: Momentane Auswertung einzelner Terme der Wirbeltransportgleichung am Beispiel des Herschel-Rohres für $p_2/P_{01} = 0.87$, die Iso-Fläche repräsentiert den Dampfvolumenteil $\alpha_v = 0.5$, $[s^{-2}]$.

von 0.5, hohe Werte an. Das baroklinische Drehmoment hat hingegen gleich hohe Werte im Anfangs- und Endbereich der Kavitationsblase, ist aber um etwa eine Größenordnung kleiner als der Expansionsterm. In der Vektordarstellung sieht man auch, dass der Dilationsterm die gleiche Größenordnung besitzt wie das baroklinische Drehmoment, aber eher im Endbereich der Kavitationsblase aktiv ist.

Die Auswertung zeigt den hohen Grad an Vortizität, die durch die Kavitation generiert wird. Der Großteil wird dabei im Anfangs- und Endbereich der Schichtkavitation

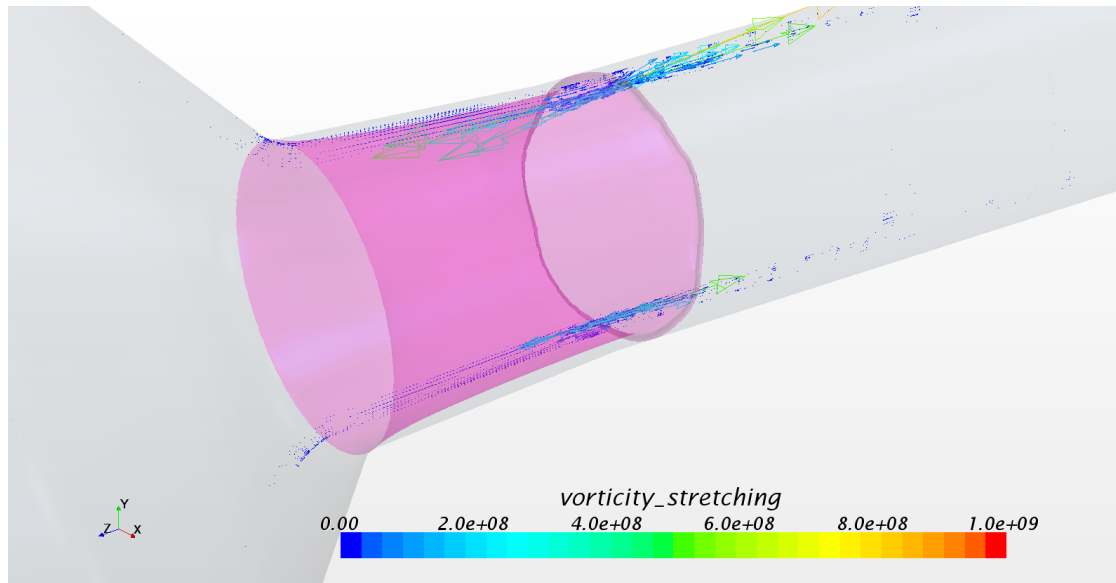
(c) Dilatation der Vortizität: $(\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla})\vec{V}$

ABBILDUNG 5.39: Momentane Auswertung einzelner Terme der Wirbeltransportgleichung am Beispiel des Herschel-Rohres für $p_2/P_{01} = 0.87$, die Iso-Fläche zeigt repräsentiert den Dampfvolumenteil $\alpha_v = 0.5$, $[s^{-2}]$. (Forts.)

generiert und sorgt für den stark instationären und dreidimensionalen Charakter der Strömung. Die starke Vereinfachung der Wirbeltransportgleichung bei 2D-Simulationen könnte ein Grund sein, warum die Dynamik der Kavitationsblase zwischen 2D und 3D Simulationen so große Unterschiede aufweist, zumindest bei der in dieser Arbeit untersuchten Düsengeometrie mit rundem Strömungsquerschnitt.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die hydraulische Kavitation in einem Herschel-Venturi Rohr im Hinblick auf eine metrologische Anwendung eingehend untersucht. Neben umfangreichen experimentellen Messungen wurden numerische Untersuchungen durchgeführt, die teilweise die Messungen ergänzen, aber auch eigenständige Untersuchungen darstellen.

Für die numerischen Untersuchungen stand die kommerzielle CFD-Software CD-adapco STAR-CCM+ zur Verfügung. Die Experimente wurden an einem durchsichtigen Kunststoffmodell des Herschel Venturi-Rohres in Zusammenarbeit mit der Physikalisch - Technischen Bundesanstalt in Braunschweig durchgeführt. Die Messungen wurden durch die Auswertung von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen mit bis zu 140.000 fps unterstützt. Durch die Auswertung der Experimente und dem Vergleich mit den numerischen Ergebnissen konnten neue Erkenntnisse im Bezug auf die Durchflussbegrenzung von hydraulisch kavitierenden Düsen gewonnen werden. Es wurde beim Übergang der Strömung in die Durchflussbegrenzung ein neues Phänomen beobachtet und beschrieben, sowie eine physikalische Erklärung dafür präsentiert. Weiterhin wurde eine Möglichkeit zur Berechnung des maximalen Durchflusses präsentiert.

Wird die Strömung im Düsenhals soweit beschleunigt, dass der lokale Druck sich bis auf den entsprechenden Dampfdruck reduziert, setzt die Kavitation zunächst am Anfang des Düsenhalses in Form von kleinen, wandnahen Bläschen ein. Mit sinkendem Austrittsdruck vergrößert sich der kavitierende Bereich immer weiter, bis der gesamte Düsenhals durch eine wandnahe, dünne Schichtkavitation bedeckt ist. Erst ab dem Augenblick, ab dem die Schichtkavitation sich über den gesamten Halsbereich erstreckt, setzt die Durchflussbegrenzung ein. Dies traf sowohl für die numerischen, als auch für die experimentellen Untersuchungen zu. Nach Beginn der Durchflussbegrenzung führte ein weiteres Absinken des Austrittsdruckes lediglich zu einer weiteren Verlängerung der Schichtkavitation,

nicht jedoch zu einem höheren Durchfluss.

Hat die Durchflussbegrenzung eingesetzt, versagt die übliche Bestimmung des Massenstromes über eine Messung des Düsenhalsdruckes, da die Messbohrungen von der Kavitationsblase bedeckt sind und damit lediglich der dort herrschende Dampfdruck gemessen wird. Die Auswertung der Experimente in Kombination mit den numerischen Untersuchungen hat hier Abhilfe geschaffen und eine Möglichkeit gezeigt, den Durchfluss dennoch zu bestimmen. Dafür wurde ein zunächst reibungsloser Ansatz gewählt der anschließend über geeignete Korrekturfaktoren angepasst wurde.

In den numerischen Untersuchungen wurde zunächst der Einfluss der Geometrie in Form des Düsen- und Diffusorwinkels sowie der Düsenhalslänge auf das Verhalten des Durchflusses im Bereich der Durchflussbegrenzung untersucht. Dabei wurde für beide Winkel ein großer Einfluss auf das Durchflussverhalten unter kavitierenden Bedingungen beobachtet. So führte eine Vergrößerung des Diffusorhalbwinkels von 3.5° auf 8° zu wesentlich stärkeren Schwankungen der Länge der Schichtkavitation. Infolge des größeren Diffusorwinkels löste die Strömung im Diffusor frühzeitig ab und verstärkt dadurch die Wirkung des „Re-entrant Jets“. Weiterhin wurde dadurch die Frequenz, mit welcher der „Re-entrant Jet“ auftritt erhöht. Gleichzeitig benötigte die Strömung mehr Zeit um sich wieder zu reorganisieren, nachdem der „Re-entrant Jet“ den Düsenhals passiert hatte. Dadurch wurde die Durchflussbegrenzung länger unterbrochen, was im Umkehrschluss zu einem geringeren, zeitlich gemittelten Durchfluss geführt hat. Für die Auslegung des Herschel-Rohres für den Einsatz bei kavitierender Strömung bedeutet dies, dass der Diffusorwinkel entsprechend der DIN EN 5167 eher klein gewählt werden sollte [75]. Andernfalls können zusätzliche Ablösungen im Diffusorbereich, die durch die Kavitation noch begünstigt werden, dafür sorgen, dass die Kavitationsblase eine höhere Instationarität aufweist.

Für den Düsenwinkel wurde ebenfalls ein Einfluss auf das zeitliche Verhalten des Durchflusses beobachtet, jedoch lediglich auf den maximalen Durchfluss der sich während der Durchflussbegrenzung einstellt, weniger auf die Dynamik der Kavitationswolke.

Untersuchungen der Düsenhalslänge haben keinen signifikanten Einfluss auf die Durchflussrate oder die Dynamik der Kavitation ergeben, zumindest bei den kleinen Halslänge - zu - Halsdurchmesser Verhältnissen, die untersucht wurden.

Untersuchungen an einem 2D-Modell des Herschel-Rohres mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen haben einen sehr großen Einfluss auf die Dynamik der sich entwickelnden Schichtkavitation gezeigt. Dabei wurden unterschiedliche Varianten von $k-\epsilon$, $k-\omega$ und $k-\omega$ -SST-Modellen sowie drei- und vier-Gleichungsmodelle untersucht. Zusatzmodelle, wie die gerade für kavitierende Strömungen oft verwendete „density correction function“ haben teilweise nur einen minimalen Einfluss gezeigt, wohingegen z.B. die YAP-Korrektur einen sehr großen Einfluss auf die Dynamik der Kavitationsblase zeigte.

Andererseits ist nicht eindeutig geklärt, in wie weit diese 2D Ergebnisse auf die komplexe drei-dimensionale Strömung in dem untersuchten Herschel-Venturi Rohr übertragbar sind. Dies wurde auch durch die Auswertung der Vortizität bestätigt, die aufgrund der Kavitation massiv eine drei-dimensionale Strömung generiert. Der Einfluss des Turbulenzmodells zeigte sich natürlich auch im Geschwindigkeitsprofil, vor allem in Grenzschichtnähe, bzw. innerhalb der Kavitationswolke. Diese Ergebnisse werden von einer Vielzahl von Untersuchungen unterstützt, die neben einem großen Einfluss des Turbulenzmodells auch noch einen großen Einfluss des verwendeten Kavitationsmodells auf die Vorhersage der Schichtkavitation nahe legen. Allerdings gibt es auch in der Literatur keine systematischen Vergleiche zwischen 2D und 3D Untersuchungen zur Kavitation, so dass die Übertragbarkeit von 2D-Ergebnissen auf 3D-Geometrien schwierig ist.

In den experimentellen Untersuchungen konnten einige interessante Phänomene beobachtet werden. So unterstützten die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen das von STANLEY ET AL. postulierte Schema der Schichtkavitation, wonach zwischen der Kavitationswolke und der (Düsen-)Wand stets ein dünner Flüssigkeitsfilm existiert. Dieser kann durch den „Re-entrant Jet“ und durch Druckwellen, die beim Implodieren einzelner Kavitationsblasen entstehen, mit zusätzlicher Flüssigkeit angereichert werden. Dadurch kann die darüber liegende Schichtkavitation instabil werden, wodurch wiederum Teile oder die gesamte Kavitationswolke abgelöst werden können.

Die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen stützten diese These, da man deutlich Strukturen auf zwei unterschiedlichen Phasengrenzen ausmachen konnte, deren Geschwindigkeiten sich sowohl im Betrag als auch in der Strömungsrichtung deutlich voneinander unterscheiden.

Weiterhin konnte durch die Experimente die These bewiesen werden, dass die Durchflussbegrenzung, zumindest in den untersuchten Herschel-Rohren, erst einsetzt, wenn die Kavitationsblase sich mindestens über den gesamten Halsbereich erstreckt. Durch eine sehr feine Variation der untersuchten Druckverhältnisse konnte mittels Experimenten und Simulationen weiterhin gezeigt werden, dass die Kavitationswolke nur bis etwa zur Hälfte des Düsenhalses kontinuierlich anwächst. Danach findet eine sprunghafte Verlängerung bis zum Halsende/Diffusorankunft statt. Durch die numerischen Untersuchungen konnte die sehr komplexe Druckverteilung kurz vor der sprunghaften Ausdehnung als mögliche Ursache ausgemacht werden. So herrscht kurz vor der sprunghaften Verlängerung ein alternierendes Feld aus Bereichen höheren und niedrigeren Druckes vor, dass sich durch die Verlängerung der Kavitationsblase bis zum Halsende in ein deutlich stabileres Druckfeld wandelt. Die numerischen Untersuchungen konnten dabei das experimentell beobachtete Phänomen zufriedenstellend reproduzieren.

Durch die Auswertung der Messergebnisse konnte weiterhin ein empirischer Korrekturfaktor zur Bestimmung des Massenstromes während der Durchflussbegrenzung ermittelt werden. Dieser ermöglicht die Berechnung des Massenstromes über die einfache, reibungsfreie Formel nach BERNOULLI und liefert über dem gesamten Bereich der experimentell und numerisch untersuchten Betriebspunkte eine sehr gute Übereinstimmung. Allerdings muss davon ausgegangen werden, dass dieser Korrekturfaktor keine reine Konstante ist, wie in dieser Arbeit angenommen, sondern vielmehr vom Eintrittsdruck, Halsdurchmesser sowie von Fluidparametern abhängig ist. So ergaben die Messungen zum Beispiel einen Temperatureinfluss auf den Korrekturfaktor. Dieser wurde in Form einer Dichtevariation berücksichtigt, wodurch die Abweichungen größtenteils weiter verringert werden konnten.

Durch die zusätzliche Auswertung der numerischen Untersuchungen konnte der Korrekturfaktor wie folgt aufgespalten werden: So gingen etwa ein Drittel auf die Korrektur der über reibungslose Beziehungen ermittelten Düsenhalsgeschwindigkeit zurück, während zwei Drittel auf die Korrektur des Produktes aus Flüssigkeitsdichte und Düsenhalsquerschnitt zurück gehen. Dementsprechend ist der Einfluss der sich aufgrund der Kavitation verringernden Dichte gravierender, als der Einfluss der Reibung auf die Geschwindigkeitsverteilung.

Messungen des Verlustkoeffizienten zeigten ein markantes Verhalten beim Übergang zur Durchflussbegrenzung. Durch die sprunghafte Verlängerung der Schichtkavitation verringerte sich zunächst der Verlustkoeffizient und stieg anschließend im Bereich der Durchflussbegrenzung stark an. Mit dem Einsetzen der Kavitation ist ebenfalls eine markante Veränderung im Verlauf des Verlustkoeffizienten verbunden. So war hier zunächst ein schwacher, aber dennoch deutlicher Anstieg zu beobachten. Im nicht kavitierenden Bereich ist hingegen ein beinahe konstanter Verlustkoeffizient zu beobachten. Die übliche Auftragung des Verlustkoeffizienten über der Kavitationszahl zeigte dabei je nach verwendeter Definition der Kavitationszahl starke Unterschiede und verdeutlicht die Notwendigkeit der Angabe der verwendeten Definition sowie der Referenzgrößen.

Hochgeschwindigkeitsaufnahmen mit dem Photron FASTCAM SA-Z 2100K System stützten im großen und ganzen die numerischen Ergebnisse, wie z.B. das über dem Düsenhalsumfang unregelmäßige Einsetzen der Kavitation. Weiterhin haben die Auswertungen der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Schichtkavitation ergeben, dass es deutliche Geschwindigkeitsvariationen entlang der Grenzflächen zwischen Dampf und Flüssigkeit gab. So zeigte die Auswertung von Strukturen auf der inneren Grenzfläche, zwischen Dampf und flüssiger Kernströmung, dass es einen starken Einfluss der Grenzschicht auf die Geschwindigkeit der Phasengrenze gibt. Die durchschnittliche Geschwindigkeit von Strukturen auf der Phasengrenze stieg mit zunehmender Halslänge an. Hier fanden zwei konkurrierende Prozesse statt: Zunächst wurde die Kavitationsblase mit zunehmender

Verdampfung und Düsenhalslänge dicker, ebenso wie die Grenzschicht zunächst mit zunehmender Düsenhalslänge anwächst. Allerdings erhöhte sich durch die Kavitation auch der Volumenstrom, so dass sich eine weitere Beschleunigung der Strömungsgeschwindigkeit ergab, was wiederum zu einer Verringerung der Grenzschichtdicke führte.

Auswertungen bezüglich des „Re-entrant Jets“ zeigten, dass dieser im untersuchten Herschel-Rohr ein lokal sehr begrenztes Phänomen darstellt. So konnte in den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zwar eine deutliche Rückströmung von Teilbereichen der Schichtkavitation erkannt werden, diese begrenzte sich jedoch nur auf einen kleinen Bereich und fand nicht simultan über dem gesamten Umfang statt. Dadurch, dass der „Re-entrant Jet“ jeweils nur auf einen kleinen Bereich des Umfangs beschränkt war, wurde dieser durch die restliche, normal gerichtete Strömung zusätzlich abgebremst und abgeschwächt. Dementsprechend blieben größere, streng periodisch abgetrennte Blasenwolken aus und es entwickelte sich stattdessen eine im zeitlichen Mittel stationäre Schichtkavitation.

Schlussendlich lassen sich aus den Untersuchungen dieser Arbeit für die Anwendung von hydraulisch kavitierenden Herschel Venturi-Rohren als Durchflussmessgerät folgende Ergebnisse ableiten:

- **Geometrie:** Den größten Einfluss auf das zeitliche Verhalten des Durchflusses im Bereich der Durchflussbegrenzung hat eindeutig der Diffusorwinkel. Dieser sollte entsprechend der DIN EN 5167 eher klein gewählt werden, so dass der Diffusorhalbwinkel im Bereich von $3\text{--}4^\circ$ liegt [75]. Dadurch werden Strömungsablösungen verringert, die andernfalls der Kavitationsblase eine zusätzliche, ungewünschte Dynamik aufprägen.

Der Düsenhalbwinkel hat hingegen sowohl bei 22.5° als auch bei 45° keine negativen Einflüsse auf die Konstanz des Durchflusses gezeigt. Allerdings könnten noch größere Düsenwinkel zu einer Strömungsablösung im Düsenhalsanfang sorgen, der sogenannten 'vena contracta'. Diese dürfte ähnlich negative Einflüsse auf die Dynamik der Kavitationsblase und damit die Konstanz des Durchflusses haben wie die Ablösungen im Diffusorbereich. Daher sollte der Düsenhalbwinkel nicht wesentlich größer als 45° gewählt werden.

Für die Länge des Düsenhalses wurde in dieser Arbeit hauptsächlich der Wert $L_{th}/d_{th} = 1$ untersucht. Numerische Untersuchungen mit $L_{th}/d_{th} = 0.5$ ergaben keine großen Unterschiede, erst bei sehr kleinen Verhältnissen haben sich negative Effekte auf die Konstanz des Durchflusses bei unterschiedlichen Druckverhältnissen ergeben.

Der Übergang vom Düsenbereich zum Hals ist ein weiterer wichtiger Geometrieparameter. Die Untersuchungen wurden fast ausschließlich mit einer kleinen Rundung in diesem Bereich durchgeführt. Der Radius dieser Abrundung darf jedoch nicht

zu groß sein, wie z.B. bei der ISO 9300 Düse, da der Kavitationsbeginn ansonsten nicht geometrisch fixiert ist und wandern kann (wie die Hochgeschwindigkeitsvideos eindrucksvoll zeigen). Dies führt zu unerwünschten Schwankungen der Kavitationsblase und somit zu Schwankungen im Durchfluss. Eine scharfe Kante hat aber ebenfalls negative Effekte gezeigt, da diese zu Strömungsablösungen führt, die ebenfalls eine unerwünschte Eigendynamik besitzen und diese wiederum auf die Kavitationsblase und den Durchfluss übertragen. Die beste Lösung scheint hier eine Abrundung mit einem kleinen Radius zu sein. So werden Ablösungen vermieden und der Kavitationsbeginn dennoch auf einen kleinen Bereich eingegrenzt.

- **Durchflussbegrenzung:** Werden die oben aufgeführten Geometrieparameter eingehalten, entwickelt sich im Bereich der Durchflussbegrenzung ein zeitlich sehr stabiler Durchfluss. Allerdings hat sich gezeigt, dass Kavitation allein kein hinreichendes Kriterium für die Durchflussbegrenzung ist. Vielmehr spielt die Ausdehnung der Kavitation eine entscheidende Rolle. So setzt die Durchflussbegrenzung erst ein, wenn sich die Kavitationsblase über die gesamte Länge des zylindrischen Halses ausgedehnt hat. Dies führt in der Praxis leider dazu, dass die einzige Möglichkeit der sicheren Annahme der Durchflussbegrenzung eine deutliche Unterschreitung des Druckverhältnisses $p_2/P_{01} \approx 0.85$ darstellt. Eine weitere Möglichkeit wäre die Verwendung der in Kap. 5.2.1.1 vorgestellte MACH-Zahl der Kavitation Ma_{cav} , mit der Annahme $Ma_{cav} = 1.0$. Hierbei stellt aber die Bestimmung der Düsenhalsgeschwindigkeit ohne zusätzliche Messmittel wiederum eine Schwierigkeit dar.
- **Bestimmung des Durchflusses:** Für die Bestimmung des maximalen Durchflusses im Bereich der Durchflussbegrenzung wurde eine mögliche Formel präsentiert. Diese stellt natürlich nur eine Möglichkeit von vielen dar, den Durchfluss zu bestimmen. Allerdings sind die Ergebnisse sehr präzise sowohl für die vorhersage der Messergebnisse, als auch für die Simulationsergebnisse.

In zukünftigen Untersuchungen sollte der Korrekturfaktor zur Bestimmung des Durchflusses weiter präzisiert werden. Dafür empfehlen sich umfangreiche experimentelle wie auch numerische Parameterstudie. Nur dadurch lassen sich zum Beispiel Einflüsse des Eintrittsdruckes oder diverse Geometrieinflüsse, wie das Verhältnis von Düsenhals- zu Rohrleitungsdurchmesser oder Einflüsse der Düsen- und Diffusorwinkel, bestimmen. Gerade umfassende experimentelle Untersuchungen mit Geometrieparametervariationen sind im Bereich der kavitierenden Düsenströmung rar. Zur weiteren Optimierung des Korrekturfaktors bieten sich auch experimentelle Untersuchungen mit unterschiedlichen Fluiden und Fluidtemperaturen an.

Ein weiterer Punkt, der gerade im Hinblick auf einen messtechnischen Einsatz von Bedeutung ist, ist die Untersuchung der kavitierenden Düsen bei Vorstörungen. So müssen

Messgeräte auch dann noch innerhalb gewisser Toleranzen bleiben, wenn die Zuströmung Abweichungen vom voll ausgebildeten, symmetrischen Strömungsprofil aufweist. Um diese Abweichungen zu generieren gibt es definierte Vorstörungen wie z.B. Einfach- oder Doppelkrümmer, Blenden oder Ventile [169].

In weiteren Untersuchungen sollte ebenfalls die Geometrie des Düsenhalses optimiert werden. Dies beinhaltet z.B. die Gestaltung des Überganges vom Düsen- zum Halsbereich. Zur Fixierung der Kavitationsblase bieten sich auch weitere Optionen an, wie z.B. Nuten oder Stolperdrähte am Halsanfang wie auch -Ende. Diese könnten zu einer weiteren Stabilisierung der Kavitationsblase führen, was wiederum zu geringeren Schwankungen des Durchflusses führen sollte.

Das Phänomen der sprunghaften Verlängerung der Schichtkavitation ist ebenfalls noch nicht abschließend geklärt. Zwar wurde durch die Analyse des Strömungsfeldes mit Hilfe der numerischen Simulationen ein physikalischer Grund gefunden, dennoch ließe sich vielleicht durch Simulationen mit einer höheren örtlichen und zeitlichen Auflösung vielleicht mehr darüber herausfinden. Interessant wären in diesem Zusammenhang instationäre Simulationen mit einem über die Zeit stetig absinkenden Austrittsdruck. Dadurch könnte vielleicht der Zeitpunkt und die physikalischen Rahmenbedingungen für die sprunghafte Verlängerung der Schichtkavitation präzisiert werden.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Einstrahlzähler	2
1.2	Wasserzähler-Prüfstand	3
1.3	Messunsicherheit eines Flügelrad-Durchflussmessers	4
2.1	p-T-Diagramm	9
2.2	p-V-Diagramm	9
2.3	Spitzenwirbelkavitation an einem Hydrofoil, gemessen in unterschiedlichen Kavitationstunneln	16
2.4	Einfluss der Wasserqualität auf die Kavitation	17
2.5	Vergleich zwischen schematisch dargestellten Versuchsergebnissen sowie realen Messdaten im Bezug auf den Einfluss der Zugfestigkeit von Flüssigkeiten auf den Kavitationsbeginn bei unterschiedlichen Geometrien. . .	18
2.6	Experimentelle Untersuchungen von SOU ET AL. an 2D-Einspritzdüsen bezüglich des thermischen Effektes bei moderaten Flüssigkeitstemperaturen [61].	23
2.7	Variation der Schallgeschwindigkeit bei unterschiedlichen Zweiphasengemischen	24
2.8	Kavitationsschäden am linken Abflusskanal der Glen-Canyon-Staumauer im September 1983	25
2.9	Schematische Darstellung der Mechanismen der Kavitationserosion beim Blasenkollaps [71].	26
2.10	Venturi-Düse	27
2.11	Phasengrenze	39
2.12	Sinusförmige barotropische Zustandsgleichung	50
2.13	Turbulentes Geschwindigkeitsprofil an einer ebenen Platte mit den drei Bereichen	53
3.1	Einfluss der Halslänge auf das Erscheinungsbild der Kavitation bei Einspritzdüsen/Blenden	64
3.2	Geometrie der ISO 9300 Venturi-Düse	65
3.3	Herschel Venturi-Rohr Geometrie	66
4.1	Rechennetz ISO 9300 Venturi-Düse	68
4.2	Kavitationswolke: ISO 9300 Venturi-Düse	69
4.3	Kavitierende Düsenströmung	70
4.4	Kavitierende Düsenströmung	71
4.5	Schema der Zweiphasenströmung in der Schichtkavitation nach STUTZ und REBOUD	72

4.6	Schema der Zweiphasenströmung in der Schichtkavitation nach STANLEY ET AL.	74
4.7	Numerisch ermittelte Schichtkavitation am Bsp. des Herschel-Rohres; $t/T = 0$	75
4.8	Numerisch ermittelte Schichtkavitation am Bsp. des Herschel-Rohres; $t/T \approx 1/4$	75
4.9	Numerisch ermittelte Schichtkavitation am Bsp. des Herschel-Rohres; $t/T \approx 1/2$	76
4.10	Numerisch ermittelte Schichtkavitation am Bsp. des Herschel-Rohres; $t/T \approx 3/4$	76
4.11	Experimentell ermitteltes Kavitationsverhalten eines NACA 16012 Profils, bei $Re = 1 * 10^6$	78
4.12	Untersuchungen zum Transitionsverhalten von stationärer Schicht- und instationärer Wolkenkavitation an einem konvergenten-divergenten Kanalprofil.	79
4.13	Massenstrom vs. Druckverhältnis: ISO-Düse - Venturi-Rohr	82
4.14	Massenstrom vs. Druckverhältnis: ISO-Düse - Venturi-Rohr, vergrößert	83
4.15	Cavitation Inception Point: Herschel-Rohr - Venturi-Düse	84
4.16	CIP Erläuterung	85
4.17	ISO-Düse: Isoflächen des Dampfvolumenanteils α_v	86
4.18	Herschel Venturi-Rohr; $p_2/P_{01} = 0.85$; $t = 0.0762s$	88
4.19	Herschel Venturi-Rohr; $p_2/P_{01} = 0.85$; $t = 0.0846s$	88
4.20	Herschel Venturi-Rohr; $p_2/P_{01} = 0.85$; $t = 0.0926s$	89
4.21	Herschel Venturi-Rohr; $p_2/P_{01} = 0.85$; $t = 0.2428s$	89
4.22	Herschel Venturi-Rohr; Massenstrom und totaler Dampfvolumenanteil α_{tot} ; $p_2/P_{01} = 0.85$	90
4.23	Herschel Venturi-Rohr; Massenstrom und α_{tot} ; $p_2/P_{01} = 0.4$	91
4.24	2D Geometrie des Herschel-Rohres	92
4.25	2D/3D Massenstrom für das Herschel Venturi-Rohr	93
4.26	2D/3D Massenstrom für das Herschel Venturi-Rohr	93
4.27	2D/3D Massenstrom für das Herschel Venturi-Rohr	94
4.28	Zeitliche Entwicklung des Dampfvolumens bei $p_2/P_{01} = 0.5$	98
4.29	Zeitliche Entwicklung des Dampfvolumens bei $p_2/P_{01} = 0.85$	98
4.30	Frequenz der periodischen Kavitationsblasenbewegung als Funktion von V_{ref}/L_{cav} ; 3D	99
4.31	Frequenz der periodischen Kavitationsblasenbewegung als Funktion von V_{ref}/L_{cav} ; 2D und 3D	100
4.32	y^+ -Werte am Bsp. von Simulation Nr. 15 (Tabelle 4.6)	102
4.33	Massenstrom des 2D Venturi-Rohres; Standardkonfiguration	103
4.34	Simulierter Massenstrom einer ISO 9300 CFVN	104
4.35	Vergleich des zeitlichen Verlaufes des Dampfvolumens und des Massenstromes bei unterschiedlichen Turbulenzmodellen.	107
4.36	Frequenz der periodischen Kavitationsblasenbewegung als Funktion von V_{ref}/L_{cav} ; 2D Ergebnisse	112
4.37	Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsprofile am Halsanfang; Position der Auswertungsebene 1 mm hinter dem Beginn des zylindrischen Halsbereiches.	114
4.38	Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsprofile am Halsende; Position der Auswertungsebene 10 mm hinter dem Beginn des zylindrischen Halsbereiches.	114

4.39	Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsprofile am Halsanfang (log-Darstellung), gestrichelte Linie markiert die Position der Phasengrenze mit $\alpha_v = 0.5$. . .	115
4.40	Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsprofile am Halsende (log-Darstellung), gestrichelte Linie markiert die Position der Phasengrenze mit $\alpha_v = 0.5$. . .	115
4.41	Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsprofile am Halsende (log-Darstellung)	116
4.42	Simulierter Massenstrom $\varphi_n = 10.5^\circ$, $\varphi_d = 3.5^\circ$, $R_2 = 2 \text{ mm}$, L_{th} variabel 0.1/5.6/11.2 mm	119
4.43	Simulierter Massenstrom einer Venturi-Düse für unterschiedliche Düsenhalslängen	120
4.44	Simulierter Massenstrom $\varphi_n = 10.5^\circ$, $L_{th} = 11.2 \text{ mm}$, $\varphi_d = 3.5/8^\circ$, $R_2 = 0/2 \text{ mm}$	122
4.45	Absolutgeschwindigkeit der Standardgeometrie (oben) sowie Variante mit scharfer Kante (unten)	122
4.46	Dampfvolumenanteil vs. Wandabstand	123
4.47	Simulierter Massenstrom und Dampfvolumen: Standardgeometrie bei $p_2/p_1 = 0.88$	124
4.48	Simulierter Massenstrom und Dampfvolumen: Geometrie mit 8° Diffusorwinkel bei $p_2/p_1 = 0.88$	124
4.49	Simulierter Massenstrom $\varphi_n = 22.5^\circ$, $\varphi_d = 3.5^\circ$, $R_2 = 2 \text{ mm}$, L_{th} variabel 0.1/5.6/11.2 mm	125
4.50	Auswertung der Geschwindigkeitsverteilung entlang unterschiedlicher Auswertungsebenen für die Standardgeometrie; vergrößerter Düsenwinkel; scharfer Übergang, vergrößerter Diffusorwinkel. $p_2/p_1 = 0.88$	127
5.1	Kunststoffmodell des Herschel-Rohres in der LDA-Messkammer	130
5.2	Schematischer Aufbau des EWZP der PTB	130
5.3	Gemessene Volumenströme des MID vs. Druckverhältnis p_2/P_{01}	132
5.4	Skalierte Volumenströme vs. Druckverhältnis p_2/P_{01}	133
5.5	Skalierte Volumenströme vs. Druckverhältnis $p_2/P_{01} = 0.85 - 0.9$	134
5.6	Skalierte Volumenstrom vs. Druckverhältnis $p_2/P_{01} = 0.85 - 0.905$ für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/h$	136
5.7	Fotografierte Kavitationsblase der nummerierten Messpunkte aus Abb. 5.6 für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/h$	137
5.8	Vergleich der gemessenen maximalen Länge der Kavitationsblase L_{cav} in Abhängigkeit des Druckverhältnisses p_2/P_{01}	138
5.9	Aus den Messdaten abgeleitete Massenströme des MID vs. Druckverhältnis p_2/P_{01}	139
5.10	Gemessener Massenstrom für $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/h$ vs. p_2/P_{01} im Vergleich mit unterschiedlichen theoretischen Berechnungen	140
5.11	$C_{cav,1}$ vs. Re -Zahl im Bereich der Durchflussbegrenzung.	143
5.12	Abweichungen mit und ohne Temperatureinfluss auf $C_{cav,1}$	144
5.13	Skalierter Volumenstrom vs. Druckverhältnis p_2/P_{01} für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/h$	147
5.14	Experimentell ermittelter Verlustkoeffizient ζ vs. Kavitationszahl σ_p . . .	148
5.15	Experimentell ermittelter Verlustkoeffizient ζ vs. Kavitationszahl σ_p im Übergangsbereich	149
5.16	Verlustkoeffizient ζ vs. Kavitationszahl σ_p , σ_{th1} und σ_{th2} für $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/h$	151

5.17	Verlustkoeffizient ζ vs. Kavitationszahl (logarithmisch) σ_p , σ_{th1} und σ_{th2} für $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$	151
5.18	Experimentell ermittelter Verlustkoeffizient ζ vs. Kavitationszahl σ_{th2} , Daten nach RUDOLF ET AL. [37]	152
5.19	Vergleich: CIP numerisch ($\sigma_p = 3.19$) - CIP experimentell ($\sigma_p = 7.21$) (Photron bei 50.000 fps)	153
5.20	Aufnahmen mit dem Photron System mit 50.000 fps für einen Kavitationszyklus t/T_{ref} , $\sigma_p = 7.21$, $Q_{max} = 9.09 \text{ m}^3/\text{h}$; Link zum Video.	156
5.21	Aufnahmen mit dem Photron System mit 50.000 fps für einen Kavitationszyklus t/T_{ref} , $\sigma_p = 7.21$, $Q_{max} = 9.09 \text{ m}^3/\text{h}$; Link zum Video.	158
5.22	Aufnahmen mit dem Photron System mit 120.000 fps, $\sigma_p = 7.21$, $Q_{max} = 9.09 \text{ m}^3/\text{h}$, Fließrichtung von links nach rechts, Link zum Video.	161
5.23	Ermittelte Geschwindigkeiten der inneren Phasengrenze zwischen Kavitationsblase und innerer, nicht kavitierender Strömung im Bezug auf die theoretische Düsenhalsgeschwindigkeit V/V_{th} , in den drei unterteilten Bereichen des Düsenhalses l/l_{th}	162
5.24	Verhältnis der Geschwindigkeit von Deformationen auf der Phasengrenze und Blasen in der Kavitationsblase zur mittleren Düsengeschwindigkeit als Funktion der Kavitationszahl	163
5.25	Aufnahmen mit dem Photron System mit 120.000 fps, $\sigma_p = 7.21$, $Q_{max} = 9.09 \text{ m}^3/\text{h}$, Fließrichtung von links nach rechts, Link zum Video.	164
5.26	Aufnahmen mit dem Photron System mit 140.000 fps, $\sigma_p = 7.21$, $Q_{max} = 9.09 \text{ m}^3/\text{h}$, Link zum Video.	166
5.27	Aufnahmen der Kondensations-Schockwelle; 140.000 fps; $\sigma_p = 7.21$, $Q_{max} = 9.09 \text{ m}^3/\text{h}$, (Forts.), Link zum Video.	170
5.28	Simulierter Massenstrom mit $Q_{max} = 8.4 \text{ m}^3/\text{h}$ im Vergleich zum gemessenen Massenstrom mit $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ vs. Druckverhältnis p_2/P_{01}	173
5.29	Simulierter Massenstrom im Vergleich mit unterschiedlichen theoretischen Berechnungen	174
5.30	Dimensionslose Durchflüsse für Experimente mit $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ und Simulation mit $Q_{max} = 8.4 \text{ m}^3/\text{h}$ vs. Druckverhältnis p_2/P_{01}	174
5.31	Darstellung des Dampfvolumentanteils einiger ausgewählter Simulationen auf einem 2D Schnitt durch die Rotationsachse; Position des Ausschnitts in Abb. 5.31(f) gekennzeichnet.	175
5.32	Vergleich der gemessenen und simulierten maximalen Länge der Kavitationsblase für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ u. $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$	177
5.33	Vergleich der gemessenen und Simulierten maximalen Länge der Kavitationsblase für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/\text{h}$ u. $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$	178
5.34	Druckkonturen für Betriebspunkt ③ und ④	179
5.35	Druck entlang der Wand für Betriebspunkt ③ und ④	179
5.36	Verlustkoeffizient ζ vs. Kavitationszahl (logarithmisch) σ_p , σ_{th1} und σ_{th2} für Experimente mit $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$ und Simulation mit $Q_{max} = 8.4 \text{ m}^3/\text{h}$	181
5.37	Verlustkoeffizient ζ vs. Kavitationszahl (logarithmisch) σ_p und σ_{th2} für Experimente mit $Q_{max} = 8.01 \text{ m}^3/\text{h}$ und Simulation mit $Q_{max} = 8.4 \text{ m}^3/\text{h}$	182
5.38	Momentane Auswertung einzelner Terme der Wirbeltransportgleichung auf einem 2D-Schnitt am Beispiel des Herschel-Rohres für $p_2/P_{01} = 0.87$, $[s^{-2}]$. Zusätzlich ist die Ausdehnung der Kavitationswolke anhand des Dampfvolumentanteils dargestellt.	184

5.39 Momentane Auswertung einzelner Terme der Wirbeltransportgleichung am Beispiel des Herschel-Rohres für $p_2/P_{01} = 0.87$, die Iso-Fläche zeigt repräsentiert den Dampfvolumenanteil $\alpha_v = 0.5$, $[s^{-2}]$. (Forts.)	186
---	-----

Tabellenverzeichnis

3.1	In dieser Arbeit untersuchte Geometrieparameterkombinationen	66
4.1	Numerische Anfangs-/Randbedingungen	68
4.2	Auswertung der Netzabhängigkeitsstudie an der ISO-Düse, $p_2/P_{01} = 0.85$	80
4.3	Vergleich der Kavitationszahlen der 2D und 3D Simulationen.	94
4.4	Vergleich der Frequenz f der periodischen Schwankung der Kavitationsblase der 2D und 3D Simulationen, sowie entsprechende STROUHAL-Zahlen $Sr = \frac{fL_{cav}}{v_{th}}$ der 3D Simulationen.	95
4.5	Vergleich der Frequenz der periodischen Schwankung der Kavitationsblase der 3D Simulationen bei unterschiedlicher Behandlung der Turbulenz.	97
4.6	Auflistung der untersuchten Turbulenzmodelle sowie der verwendeten Zusatzmodelle.	105
4.7	Zeitliche Auswertungen der Turbulenzmodelluntersuchungen.	108
5.1	Daten der verwendeten Messgeräte.	131
5.2	Gemessener Druckverlust im Bereich des Übergangs zur Durchflussbegrenzung für $Q_{max} = 7.99 \text{ m}^3/h$; die Druckverhältnisse entsprechen den Punkten ②-⑦ aus Abb. 5.6.	135
5.3	Gemessene und nach Gl. (5.5) berechnete Massenströme im Bereich der Durchflussbegrenzung.	142
5.4	Gemessene Temperaturen im Bereich der Durchflussbegrenzung und darauf basierte Anpassung des Korrekturfaktors $C_{cav,1}$; mit $\rho_{ref} = 997.906 \text{ kg/m}^3$	144
5.5	Gemessene und nach KIM (Gl. (5.8)) berechnete Massenströme im vollständig kavitierenden Bereich.	145
5.6	Verwendete Beziehungen zur Bestimmung der Düsenhalsgeschwindigkeit.	148
5.7	Anhand der Aufnahmen aus Abb. 5.25 ermittelte Geschwindigkeit der stromaufwärts fließenden Blasenfront.	165

Literaturverzeichnis

- [1] NEWTON, Sir I.: *Optiks*. the fourth, corrected. London : William Innys, 1730
- [2] REYNOLDS, O.: The causes of the racing of the engines of screw steamers investigated theoretically and by experiment. In: *Trans. Inst. Naval Arch.* 14 (1873), S. 56–67
- [3] BARNABY, S. W. ; THORNYCROFT, Sir J.: Torpedo boat destroyers. In: *Minutes of the Proceed. Inst. Civil Engrs* (1895), S. 50
- [4] BARNABY, S. W.: On the Formation of Cavities in Water by Screw Propellers at High Speeds. In: *Trans. Inst. Naval Arch.* 38 (1897), S. 139–144
- [5] PARSONS, C.: The Application of the Compound Steam Turbine to the Purpose of Marine Propulsion. In: *Trans. Inst. Naval Arch.* 38 (1897), S. 232–242
- [6] ARNDT, R. ; PENNINGS, P. ; BOSSCHERS, J. ; TERWISGA, T. van: The singing vortex. In: *Interface Focus* 5 (2015), Nr. 5. <http://dx.doi.org/10.1098/rsfs.2015.0025>. – DOI 10.1098/rsfs.2015.0025. – ISSN 2042–8898
- [7] MARGOT, X. ; HOYAS, S. ; GIL, A. ; PATOUNA, S.: Numerical Modelling of Cavitation: Validation and Parametric Studies. In: *Eng. App. of Comp. Fluid Mechanics* 6 (2012), Nr. 1, S. 15–24
- [8] JANČULA, D. ; MIKULA, P. ; MARŠÁLEK, B. ; RUDOLF, P. ; POCHYLÝ, F.: Selective method for cyanobacterial bloom removal: hydraulic jet cavitation experience. In: *Aquacult Int.* 22 (2014), S. 509–521. <http://dx.doi.org/10.1007/s10499-013-9660-7>. – DOI 10.1007/s10499-013-9660-7
- [9] DULAR, M. ; GRIESSLER-BULC, T. ; GUTIERREZ, I. ; HEATH, E. ; KOSJEK, T. ; KLEMENČIC, A. K. ; ODER, M. ; PETKOVŠEK, M. ; RAČKI, N. ; RAVNIKAR, M. ; ŠARC, A. ; ŠIROK, B. ; ZUPANC, M. ; ŽITNIK, M. ; KOMPARE, B.: Use of hydrodynamic cavitation in (waste)water treatment. In: *Ultrasonics Sonochemistry* (2015). <http://dx.doi.org/10.1016/j.ultsonch.2015.10.010>. – DOI 10.1016/j.ultsonch.2015.10.010

- [10] BRENNEN, C. E.: Cavitation in Medicine. In: *Interface Focus* 5 (2015). <http://dx.doi.org/10.1098/rsfs.2015.0022>. – DOI 10.1098/rsfs.2015.0022
- [11] KJOLBY, C. ; PEDERSEN, B. ; RIIS, C.: *Method, Use And Apparatus For Continuous Reversal Or Breaking Of An Oil-In-Water Emulsion Food Product By Means Of Hydrodynamic Cavitation*. <http://www.google.com/patents/WO2014040918A1?cl=en>. Version: September 6 2013. – US Patent App. 14/428,332
- [12] KAWAMOTO, SHINICHI (YAMAGUCHI-KEN, JP): *Shower Head*. <http://www.freepatentsonline.com/y2015/0292186.html>. Version: Oktober 2015. – US Patent App. 2015/0292186 A1
- [13] KARGER, R. ; HOFFMANN, F.: *Wasserversorgung: Gewinnung - Aufbereitung - Speicherung - Verteilung*. 14. Aufl. Springer Vieweg, 2013. – ISBN 978-3-8348-1380-0
- [14] WENDT, G. ; ENGEL, R. ; RIEDEL, J.: Sicherstellung der Rückführbarkeit von Mengen- und Durchflussmessungen von Flüssigkeiten. In: *PTB Mitteilungen - Sonderdruck - Themenschwerpunkt Strömende Medien und Energieträger* Bd. 1, 2009
- [15] ENGEL, R.: Das Hydrodynamische Prüffeld der PTB zur Untersuchung von Durchflussmessgeräten. In: *PTB-Seminar: Neue Entwicklungen bei der Kalibrierung von Durchflussmessgeräten* (2001). – Braunschweig
- [16] WENDT, G.: Untersuchung und Entwicklung strömungsprofilunempfindlicher Wasser- und Wärmezähler und deren mechanischer Schnittstellen : Abschlussbericht zum gemeinsamen Forschungsvorhaben von PTB, VDDW, ARGE HKV / Physikalisch-Technische Bundesanstalt. 2012 (PTB-MA-90). – Forschungsbericht
- [17] WENDT, G. ; MICKAN, B. ; MATHIES, N. ; EHRLER, A.: *Flüssigkeitsmengenreferenzapparatur und Verfahren zum Erzeugen eines Flüssigkeitsstromes definierter Stärke*. http://www.ptb.de/s/c/Spm9HnYu/patentDB_Dokumente/A464.pdf. Version: November 2011. – DE 10 2010 020 699 A1
- [18] WENDT, G.: *Neuartiges Prüfverfahren für Wasserzähler mit beliebigen realitätsnahen Verbrauchsbedingungen*. 2012. – Projektbeschreibung
- [19] PTB-VDDW, Research project: *Water meter behavior at changing flow rates*
- [20] SAHA, K. ; LI, X.: Assessment of Cavitation Models for Flows in Diesel Injectors With Single- and Two-Fluid Approaches. In: *ASME. J. Eng. Gas Turbines Power* 138 (2015), Nr. 1. <http://dx.doi.org/10.1115/1.4031224>. – DOI 10.1115/1.4031224

- [21] ÖRLEY, F. ; TRUMMLER, T. ; HICKEL, S. ; MIHATSCH, M. S. ; SCHMIDT, S. J. ; ADAMS, N. A.: Large-eddy simulation of cavitating nozzle flow and primary jet break-up. In: *Physics of Fluids* 27 (2015), Nr. 8. <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pof2/27/8/10.1063/1.4928701>
- [22] WINKLHOFFER, E. ; KULL, E. u. a.: Comprehensive hydraulic and flow field documentation in modl throttle experiments under cavitation conditions. In: *Proc. ILASS-Europe*. Zürich, 2001, S. 574–579
- [23] LIAO, Y. ; LUCAS, D.: 3D CFD simulation of flashing flows in a converging-diverging nozzle. In: *Nuclear Engineering and Design* 292 (2015), S. 149–163. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nucengdes.2015.06.015>. – DOI 10.1016/j.nucengdes.2015.06.015. – ISSN 0029–5493
- [24] ACKERET, J.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen über Hohlraum-bildung (Kavitation) im Wasser. In: *Technische Mechanik und Thermodynamik* 1 (1930), Nr. 1
- [25] NUMACHI, F.: Über die Kavitationsentstehung mit besonderem Bezug auf den Luftgehalt des Wassers. In: *Ingenieur-Archiv* 7 (1936), Nr. 6, S. 396–409. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02090428>. – DOI 10.1007/BF02090428
- [26] NUMACHI, F. ; YAMABE, M. ; OBA, R.: Cavitation Effects on the Discharge Coefficient of the Sharp-Edged Orifice Plate. In: *J. Basic Eng.* 82 (1960), Nr. 1, S. 1–6. <http://dx.doi.org/10.1115/1.3662523>. – DOI 10.1115/1.3662523
- [27] NUMACHI, F. ; KOBAYASHI, R. ; KAMIYAMA, S.: Effect of Cavitation on the Accuracy of Herschel-Type Venturi Tubes. In: *J. Basic Eng.* 84 (1962), Nr. 3, S. 351–360. <http://dx.doi.org/10.1115/1.3657320>. – DOI 10.1115/1.3657320
- [28] NUMACHI, F. ; KOBAYASHI, R.: Einfluß der Kavitation auf die Durchflußzahl der Venturidüse. In: *Forsch. Ing.-Wes.* 30 (1964), Nr. 3, S. 86–93. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02560941>. – DOI 10.1007/BF02560941
- [29] NUMACHI, F. ; KOBAYASHI, R.: Verbesserung der Venturidüse hinsichtlich der Kavitationsbeeinflussung. In: *Forsch. Ing.-Wes.* 31 (1964), Nr. 2, S. 60–65. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02560470>. – DOI 10.1007/BF02560470
- [30] DAVIS, M. P. ; DUNN, P. F. ; THOMAS, F. O.: Jet-Fule Cavitation in a Converging-Diverging Nozzle. In: *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada, USA, 2007
- [31] D'AURIA, F. ; VIGNI, P.: Two-phase critical flow models / Nuclear Safety Report. 1980 (CSNI Report No. 49). – Forschungsbericht

- [32] CHEN, Y. ; YANG, C. ; ZHANG, S. ; ZHAO, M. ; DU, K. ; CHENG, X.: Experimental study of critical flow of water at supercritical pressure. In: *Front. Energy Power Eng. China* 3 (2009), Nr. 2, S. 175–180. <http://dx.doi.org/10.1007/s11708-009-0029-6> – DOI 10.1007/s11708-009-0029-6
- [33] VAHAJI, S. ; AKBARZADEH, A. ; DATE, A. ; CHEUNG, S. C. P. ; TU, J.: Study on the efficiency of a convergent-divergent two-phase nozzle as a motive force for power generation from low temperature geothermal resources. In: *Proc. World Geothermal Congress*. Melbourne, Australia, 2015
- [34] ROSSMEISSL, M. ; WIRTH, K.-E.: Critical Mass-Flow in Orifice-Nozzles at the Disintegration of Superheated Liquids. In: *ASME 2006 2nd Joint U.S.-European Fluids Eng. Summer Meeting Collocated With the 14th Int. Conference on Nuclear Engineering*. Miami, Florida, USA, 2006
- [35] GHASSEMI, H. ; FASIH, H. F.: Application of small size cavitating venturi as flow controller and flow meter. In: *Flow Measurement and Instrumentation* (2011), Nr. 22, S. 406–412
- [36] ABDULAZIZ, A.M.: Performance and image analysis of a cavitating process in a small type venturi. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* (2014), Nr. 53, S. 40–48
- [37] RUDOLF, P. ; HUDEC, M. ; GRÍGER, M. ; ŠTEFAN, D.: Characterization of the cavitating flow in converging-diverging nozzle based on experimental investigations. In: *EPJ Web of Conferences* 67 (2014), Nr. 02101
- [38] ASHRAFIZADEH, S.M. ; GHASSEMI, H.: Experimental and numerical investigation on the performance of small-sized cavitating venturis. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 42 (2015), S. 6–15
- [39] BRINKHORST, S. ; LAVANTE, E. von ; WENDT, G.: Numerical investigation of effects of geometry on cavitation in herschel venturi-tubes applied to liquid flow metering. In: *Int. Sym. on Fluid Flow Measurment*, 2015
- [40] SCHMIDT, A. J.: *Quantitative measurement and flow visualization of water cavitation in a converging-diverging nozzle*. USA, Kansas State University, Master Thesis, 2016
- [41] HOOK, D.L. ; BEHRENS, H.W. ; MAGIAWALA, K.R.: *Cavitating venturi for low reynolds number flows*. <http://www.google.com/patents/US5647201>. Version: Juli 1997

- [42] NIGGEMANN, R.E.: *Flow control apparatus and method*. <http://www.google.ch/patents/US4944163>. Version: Juli 1990. – US Patent 4,944,163
- [43] WENDT, G.: *Mit Kavitation Durchfluss messen*. – Broschüre
- [44] FRANC, J.-P. ; MICHEL, J.-M.: *Fundamentals of Cavitation*. Kluwer Academic Publishers, 2005
- [45] MØRCH, K. A.: Cavitation Nuclei: Experiments and Theory. In: *J. of Hydrodynamics* 21 (2009), Nr. 2, S. 176–189. [http://dx.doi.org/10.1016/S1001-6058\(08\)60135-3](http://dx.doi.org/10.1016/S1001-6058(08)60135-3). – DOI 10.1016/S1001-6058(08)60135-3. – ISSN 1001-6058
- [46] ZHENG, Q. ; DURBEN, D. J. ; WOLF, G. H. ; ANGELL, C. A.: Liquids at large negative pressures: water at the homogeneous nucleation limit. In: *Science* 254 (1991), S. 829–832. <http://dx.doi.org/10.1126/science.254.5033.829>. – DOI 10.1126/science.254.5033.829
- [47] SAUER, J.: *Instationär kavitierende Strömungen - Ein neues Modell, basierend auf Front Capturing (VoF) und Blasendynamik*, Universität Karlsruhe, Diss., 2000
- [48] RAYLEIGH, L.: On the pressure development in a liquid during the collapse of a spherical cavity. In: *Phil. Mag.* 34 (1917)
- [49] WINTER, J.: *Kinetik des Blasenwachstums*. Utz, Wiss., 1998. – ISBN 9783896752789
- [50] KNAPP, R.T. ; DAILY, J.W. ; HAMMITT, F.G.: *Cavitation*. McGraw-Hill, 1970 (Engineering societies monographs)
- [51] NURICK, W. H.: Orifice cavitation and its effect on spray mixing. In: *J. Fluid Eng.* 98 (1976), S. 681–687
- [52] KELLER, A. P.: Cavitation Scale Effects - Empirically Found Relations and the Correlation of Cavitation Number and Hydrodynamic Coefficients. In: *4th Int. Symp. on Cavitation*, 2001
- [53] ITTC: Report of the Cavitation Committee. 1978. – Forschungsbericht
- [54] HAMMITT, F. G.: *Cavitation and Multiphase Flow Phenomena*. McGraw-Hill Book Company, 1980
- [55] YUAN, W. ; SAUER, J. ; SCHNERR, G. H.: Modeling and computation of unsteady cavitation flows in injection nozzles. In: *Mec. Ind.* 2 (2001), S. 383–394

- [56] DANLOS, A. ; RAVELET, F. ; COUTIER-DELGOSHA, O. ; BAKIR, F.: Cavitation regime detection through Proper Orthogonal Decomposition: Dynamics analysis of the sheet cavity on a grooved convergent–divergent nozzle. In: *Int. J. of Heat and Fluid Flow* 47 (2014), S. 9 – 20. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2014.02.001>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2014.02.001>. – ISSN 0142–727X
- [57] STANLEY, C. ; BARBER, T. ; ROSENGARTEN, G.: Re-entrant jet mechanism for periodic cavitation shedding in a cylindrical orifice. In: *Int. J. of Heat and Fluid Flow* 50 (2014), 169–176. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0142727X14000915>
- [58] DULAR, M.: Hydrodynamic cavitation damage in water at elevated temperatures. In: *Wear* 346–347 (2016), S. 78–86
- [59] COUTIER-DELGOSHA, O. ; DEVILLERS, J.-F. ; PICHON, T. ; VABRE, A. ; WOO, R. ; LEGOUPIL, S.: Internal structure and dynamics of sheet cavitation. In: *Phys. Fluids* 18 (2006)
- [60] ZHU, J. ; CHEN, Y. ; ZHAO, D. ; ZHANG, X.: Extension of the Schnerr–Sauer model for cryogenic cavitation. In: *European J. of Mechanics - B/Fluids* 52 (2015), S. 1–10. <http://dx.doi.org/10.1016/j.euromechflu.2015.01.008>. – DOI 10.1016/j.euromechflu.2015.01.008. – ISSN 0997–7546
- [61] SOU, A. ; HOSOKAWA, S. ; TOMIYAMA, A.: Effects of cavitation in a nozzle on liquid jet atomization. In: *Int. J. of Heat and Mass Transfer* 50 (2007), Nr. 17–18, 3575–3582. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.12.033>. – DOI 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.12.033. – ISSN 0017–9310
- [62] BRENNEN, C.E.: *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press, 1995 (Oxford engineering science series). – ISBN 9780195094091
- [63] PENG, G. ; OKADA, K. ; YANG, C. ; OGUMA, Y. ; SHIMIZU, S.: Numerical Simulation of Unsteady Cavitation in a High-speed Water Jet. In: *Int. J. of Fluid Machinery and Systems* 9 (2016), Nr. 1, S. 66–74. <http://dx.doi.org/10.5293/IJFMS.2016.9.1.066>. – DOI 10.5293/IJFMS.2016.9.1.066
- [64] DULAR, M. ; KHLIFA, I. ; FUZIER, S. ; MAIGA, M. A.: Scale effect on unsteady cloud cavitation. In: *Experiments in Fluids* 53 (2012), S. 1233–1250
- [65] ZHANG, L. ; KHOO, B. C.: Dynamics of unsteady cavitating flow in compressible two-phase fluid. In: *Ocean Engineering* 87 (2014), 174–184. <http://dx.doi.org/10.1016/j.oceaneng.2014.06.005>. – DOI 10.1016/j.oceaneng.2014.06.005. – ISSN 0029–8018

- [66] PASCARELLA, C. ; SALVATORE, V. ; CIUCCI, A.: Effects of speed of sound variation on unsteady cavitating flows by using a barotropic model. In: *5th Int. Symp. on Cavitation*. Osaka, Japan, 2003
- [67] BATTISTONI, M. ; SOM, S. ; LONGMAN, D. E.: Comparison of Mixture and Multifluid Models for In-Nozzle Cavitation Prediction. In: *J. Eng. for Gas Turbines and Power* 136 (2014). <http://dx.doi.org/10.1115/1.4026369>. – DOI 10.1115/1.4026369
- [68] BATTISTONI, M. ; SOM, S. ; LONGMAN, D. E.: Numerical simulation of cavitating channel flows including non-condensable gases effects. In: *APS Division of Fluid Dynamics Meeting Abstracts*, 2013
- [69] REISMAN, G. E. ; WANG, Y.-C. ; BRENNEN, C. E.: Observations of shock waves in cloud cavitation. In: *J. of Fluid Mechanics* 335 (1998), S. 255–285
- [70] LAUER, E. ; HU, X.Y. ; HICKEL, S. ; ADAMS, N.A.: Numerical modelling and investigation of symmetric and asymmetric cavitation bubble dynamics. In: *Computers and Fluids* 69 (2012), 1-19. <http://dx.doi.org/10.1016/j.compfluid.2012.07.020>. – DOI 10.1016/j.compfluid.2012.07.020. – ISSN 0045–7930
- [71] CARLTON, J.S.: *Marine Propellers and Propulsion*. Third Edition. Butterworth-Heinemann, 2012. – ISBN 978–0–08–097123–0
- [72] FALVEY, H. T.: Cavitation in Chutes and Spillways. 1990 (Engineering Monograph No. 42). – Forschungsbericht
- [73] <http://www.ustudy.in/sites/default/files/images/venturi%20meter.gif>
- [74] KUHLMANN, H.C.: *Strömungsmechanik*. Pearson Studium, 2007 (Ing Maschinenbau). – ISBN 9783827372307
- [75] Norm DIN EN 5167-4 ,März 2003. *Durchflussmessung von Fluiden mit Drosselgeräten in voll durchströmten Leitungen mit Kreisquerschnitt*. – Teil 4: Venturirohre
- [76] SCHADE, H. ; KUNZ, E. ; KAMEIER, F. ; PASCHEREIT, C. O.: *Strömungslehre*. De Gruyter Studium, 2013. – 4. Auflage
- [77] DARBY, R. ; MEILLER, P. R. ; STOCKTON, J. R.: Select the best model for two-phase relief sizing. In: *Alche, CEP* (2001), Mai, S. 56–64
- [78] STARKMAN, E. S. ; SCHROCK, V. E. ; NEUSEN, K. F. ; MANEELY, D. J.: Expansion of a very low quality two-phase fluid through a convergent-divergent nozzle. In: *J. Basic Eng.* 2 (1964), Nr. 86, S. 247–256

- [79] ARDRON, K.H. ; FURNESS, R.A.: A study of the critical flow models used in reactor blowdown analysis. In: *Nuclear Eng. and Design* (1976), Nr. 39, S. 257–266
- [80] R.E., Henry ; H.K., F.: The two-phase critical flow of one-component mixtures in nozzles, orifices and short tubes. In: *J. of Heat Transfer* (1971), S. 179–187
- [81] KAWABISHI, K. ; ISONO, M. ; MASUDA, F. ; NAKATOGAWA, T.: Experimental study on jets formed under discharges of high-pressure subcooled water and steam-water mixtures from short nozzles. In: *Nuclear Engineering and Design* 95 (1986), S. 243–251
- [82] MUFTUOGLU, A.: *Experimental study of choking flow of water at supercritical conditions*, École Polytechnique de Montréal, Diss., Mai 2014
- [83] KIM, Y.-S.: Critical flow maps using an extended Henry–Fauske model. In: *Annals of Nuclear Energy* 75 (2015), S. 516–520. <http://dx.doi.org/j.anucene.2014.08.070>. – DOI j.anucene.2014.08.070. – ISSN 0306–4549
- [84] GHIAASIAAN, S.M.: *Two-Phase Flow, Boiling, and Condensation: In Conventional and Miniature Systems*. Cambridge University Press, 2007. – ISBN 9781139468909
- [85] KLEINSTREUER, C.: *Two-Phase Flow: Theory and Applications*. Taylor & Francis, 2003. – ISBN 9781591690009
- [86] ISHII, M.: *Thermo-fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow*. Eyrolles, Paris/Scientific and Medical Publications of France, 1975
- [87] CROCE, R.: *Ein paralleler, dreidimensionaler Navier-Stokes-Löser für inkompressible Zweiphasenströmungen mit Oberflächenspannung, Hindernissen und dynamischen Kontaktflächen*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., 2002
- [88] YEOH, G.H. ; TU, J.: *Computational Techniques for Multiphase Flows*. Elsevier Science, 2009. – ISBN 9780080914893
- [89] COUTIER-DELGOSHA, O. ; STUTZ, B. ; VABRE, A. ; LEGOUPIL, S.: Analysis of cavitating flow structure by experimental and numerical investigations. In: *J. Fluid Mech.* 578 (2007), S. 171–222
- [90] ANDERSON, J.: *Computational Fluid Dynamics*. McGraw-Hill Education, 1995 (Computational Fluid Dynamics: The Basics with Applications). – ISBN 9780070016859
- [91] CAUPIN, F.: Liquid-vapour interface, cavitation, and the phase diagram of water. In: *Phys. Rev. E* 71 (2005)

- [92] ZHANG, X. ; ZHU, J. ; QIU, L. ; ZHANG, X.: Calculation and verification of dynamical cavitation model for quasi-steady cavitating flow. In: *Int. J. of Heat and Mass Transfer* 86 (2015), S. 294–301. <http://dx.doi.org/j.ijheatmasstransfer.2015.01.098>. – DOI j.ijheatmasstransfer.2015.01.098. – ISSN 0017–9310
- [93] TRYGGVASON, G. ; THOMAS, S. ; LU, J. ; ABOULHASANZADEH, B.: Multiscale issues in DNS of multiphase flows. In: *Acta Mathematica Scientia* 30 (2010), Nr. 2, S. 551 – 562. [http://dx.doi.org/10.1016/S0252-9602\(10\)60062-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0252-9602(10)60062-8). – DOI 10.1016/S0252-9602(10)60062-8. – ISSN 0252–9602
- [94] DELANNOY, Y. ; KUENY, J.-L.: Two-phase flow approach in unsteady cavitation modelling. In: *Cavitation and Multiphase Flow Forum ASME-FED* 98 (1990), S. 153–158
- [95] CHEN, Y. ; HEISTER, S. D.: A numerical treatment for attached cavitation. In: *Trans. ASME: J. Fluids Eng.* 116 (1994), S. 613–618
- [96] GROGGER, H. A. ; ALAJBEGOVIC, A.: Calculation of the cavitating flow in Venturi geometries using two fluid model. In: *ASME Paper FEDSM99-7364* (1999)
- [97] ARNDT, R.E.A. ; SONG, C.C.S. ; KJELDSSEN, M. ; HE, J. ; KELLER, A.: Instability of partial cavitation: a numerical/experimental approach. In: *Proc. 23rd Symp. on Naval Hydrodynamics*. Office of Naval Research, Val de Reuil, France, 2000, S. 599–615
- [98] COUTIER-DELGOSHA, O. ; REBOUD, J.-L. ; DELANNOY, Y.: Numerical simulations in unsteady cavitating Flows. In: *Int. J. Numer. Meth. Fluids* 42(5) (2003), S. 527–548
- [99] DREW, D. A. ; R. T. LAHEY, Jr.: Application of general constitutive principles to the derivation of multidimensional two-phase flow equations. In: *Int. J. Multiphase Flow* 5 (1979), S. 243–264
- [100] LEROUX, J.-B. ; COUTIER-DELGOSHA, O. ; ASTOLFI, J. A.: A joint experimental and numerical study of mechanisms associated to instability of partial cavitation on two-dimensional hydrofoil. In: *Physics of Fluids* 15 (2005), Nr. 5
- [101] FRIKHA, S. ; COUTIER-DELGOSHA, O. ; ASTOLFI, J. A.: Influence of the cavitation model on the simulation of cloud cavitation on 2D Foil Section. In: *Int. J. of Rotating Machinery* (2008). – Article ID 146234
- [102] MORGUT, M. ; NOBILE, E. ; BILUŠ, I.: Comparison of mass transfer models for the numerical prediction of sheet cavitation around a hydrofoil. In: *Int. J. of Multiphase Flow* 37 (2011), S. 620–626

- [103] MERKLE, C.L. ; FENG, J. ; BUELOW, P.E.O.: Computational modelling of the dynamics of sheet cavitation. In: *Proc. 3rd Int. Symp. on Cavitation* Bd. 2, 1998, S. 307–314
- [104] DUCOIN, A. ; HUANG, B. ; YOUNG, Y. L.: Numerical Modeling of Unsteady Cavitating Flows around a Stationary Hydrofoil. In: *Int. J. of Rotating Machinery* (2012). <http://dx.doi.org/10.1155/2012/215678>. – DOI 10.1155/2012/215678. – Article ID 215678
- [105] TRAN, T. D. ; NENNEMANN, B. ; VU, T. C. ; GUIBAULT, F.: Investigation of cavitation models for steady and unsteady cavitating flow simulation. In: *Int. J. of Fluid Machinery and Systems* 8 (2015), Nr. 4, S. 240–253. <http://dx.doi.org/10.5293/IJFMS.2015.8.4.240>. – DOI 10.5293/IJFMS.2015.8.4.240
- [106] KUNZ, R.F. ; BOGER, D.A. ; STINEBRING, D.R. ; CHYCZEWSKI, T.S. ; GIBELING, H.J. ; VENKATESWARAN, S. ; GOVINDAN, T.R.: A preconditioned Navier-Stokes Method for two-phase flows with application to cavitation precondition. In: *Comp. Fluids* 29 (2000), Nr. 8, S. 849–875
- [107] SINGHAL, A. K. ; ATHAVALE, M. M. ; LI, H. ; JIANG, Y.: Mathematical Basis and Validation of the Full Cavitation Model. In: *J. of Fluids Eng.* 124 (2002), Nr. 3, S. 617–624. <http://dx.doi.org/10.1115/1.1486223>. – DOI 10.1115/1.1486223
- [108] SONG, C. C. S. ; HE, J.: Numerical simulation of cavitating flows by single-phase flow approach. In: *Proc. 3rd. Int. Symp. on Cavitation* Bd. 2, 1998, S. 295–300
- [109] DELANNOY, Y. ; KUENY, J. L.: Two Phase Flow Approach in Unsteady Cavitation Modelling. In: *ASME-FED* 98 (1990), S. 153–158. – Cavitation and Multiphase Forum
- [110] CHARRIÈRE, B. ; GONCALVÈS, E.: Study of the dynamics of a sheet cavitation. In: *9th Int. Symp. on Cavitation* Bd. 656. Lausanne, Switzerland, 2015 (J. of Physics: Conference Series)
- [111] GONCALVÈS, E. ; PATELLA, R. F.: Numerical simulation of cavitating flows with homogeneous models. In: *Computers and Fluids* 38 (2009), Nr. 9, S. 1682 – 1696. <http://dx.doi.org/10.1016/j.compfluid.2009.03.001>. – DOI 10.1016/j.compfluid.2009.03.001
- [112] JI, B. ; LUO, X. ; ARNDT, R. E. ; WU, Y.: Numerical simulation of three dimensional cavitation shedding dynamics with special emphasis on cavitation–vortex interaction. In: *Ocean Eng.* 87 (2014), 64–77. <http://dx.doi.org/10.1016/j.oceaneng.2014.05.005>. – DOI 10.1016/j.oceaneng.2014.05.005. – ISSN 0029–8018

- [113] JI, B. ; LUO, X.W. ; ARNDT, R. E. ; PENG, X. ; WU, Y.: Large Eddy Simulation and theoretical investigations of the transient cavitating vortical flow structure around a {NACA66} hydrofoil. In: *Int. J. of Multiphase Flow* 68 (2015), 121-134. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2014.10.008>. – DOI 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2014.10.008. – ISSN 0301-9322
- [114] POPE, S.B.: *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000. – ISBN 9780521598866
- [115] DAVIDSON, P.A.: *Turbulence: An Introduction for Scientists and Engineers*. OUP Oxford, 2004. – ISBN 9780191589850
- [116] CD-ADAPCO: *User Guide*. 8.06-10.04, 2013-2015
- [117] <http://cdn.comsol.com/wordpress/2013/09/Four-regimes-of-tubulent-flow.png>
- [118] DURBIN, P. A.: On the k- ϵ stagnation point anomaly. In: *Int. J. of Heat and Fluid Flow* 17 (1996), S. 89-90
- [119] MARTELLI, F. ; RODI, W.: *Engineering Turbulence Modelling and Experiments: 2nd International Symposium on Engineering Turbulence Measurements*. Elsevier Science, 2013 (Elsevier series in thermal and fluid sciences). – ISBN 9781483298559
- [120] AROLLA, S. K. ; DURBIN, P. A.: Modeling rotation and curvature effects within scalar eddy viscosity model framework. In: *Int. J. of Heat and Fluid Flow* 39 (2013), S. 78-89. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2012.11.006>. – DOI 10.1016/j.ijheatfluidflow.2012.11.006. – ISSN 0142-727X
- [121] DURBIN, P. A.: Near-wall turbulence closure modeling without “damping functions”. In: *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 3 (1991), Nr. 1, S. 1-13. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00271513>. – DOI 10.1007/BF00271513. – ISSN 1432-2250
- [122] COKLJAT, D. ; KIM, S.E. ; IACCARINO, G. ; DURBIN, P.A.: A comparative assessment of the V2F model for recirculating flows. In: *41st Aerospace Science Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada, USA, 2003
- [123] BILLARD, F. ; LAURENCE, D.: A robust k- ϵ -V2/k elliptic blending turbulence model applied to near-wall, separated and buoyant flows. In: *Int. J. of Heat and Fluid Flow* 33 (2012), Nr. 1, S. 45-58. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2011.11.003>. – DOI 10.1016/j.ijheatfluidflow.2011.11.003

- [124] CHAVAN, K. ; BHINGOLE, B. ; RAUT, J. ; PANDIT, A. B.: Numerical optimization of converging diverging miniature cavitating nozzles. In: *9th Int. Symp. on Cavitation* Bd. 656. Lausanne, Switzerland, 2015 (J. of Physics: Conference Series)
- [125] SCHMIDT, D. P. ; RUTLAND, C. J. ; CORRADINI, M. L.: *A Numerical Study of Cavitating Flow Through Various Nozzle Shapes*. 1997
- [126] JADIDI, M. ; MOGHADERNEJAD, S. ; DOLATABADI, A.: A Comprehensive Review on Fluid Dynamics and Transport of Suspension/Liquid Droplets and Particles in High-Velocity Oxygen-Fuel (HVOF) Thermal Spray. In: *Coatings* 5 (2015), Nr. 4, S. 576–645. <http://dx.doi.org/10.3390/coatings5040576>. – DOI 10.3390/coatings5040576
- [127] CHAVES, H. ; KNAPP, M. ; KUBITZEK, A. ; OBERMEIER, F. ; SCHNEIDER, T.: Experimental Study of Cavitation in the Nozzle Hole of Diesel Injectors Using Transparent Nozzles. In: *SAE International Journal of Engines* 7 (1995), S. 199–211. – Paper No. 950290
- [128] HIROYASU, H. ; ARAI, M. ; SHIMIZU, M.: Break-up length of a liquid jet and internal flow in a nozzle. In: *ICLASS-91*. Gaithersburg, MD, 1991
- [129] SATO, K. ; SAITO, Y.: Unstable Cavitation Behavior in a Circular-Cylindrical Orifice Flow. In: *4th Int. Symp. on Cavitation*. Pasadena, USA, 2001
- [130] GÜNTHER, A. ; ROSSMEISL, M. ; WIRTH, K.-E.: Discharge characteristics of the atomization of superheated liquids. In: *23rd ILASS*. Brno, Czech Republic, 2010
- [131] HSU, Y.-H.: Review of critical flow rate, propagation of pressure pulse, and sonic velocity in two-phase media / Lewis Research Center. 1972 (NASA TN D-6814). – Forschungsbericht
- [132] Norm DIN 1952 ,November 1948. *VDI-Durchflußmeßregeln - Regeln für die Durchflußmessung mit genormten Düsen, Blenden und Venturidüsen*.
- [133] OPREA, A.I. ; BULTEN, N.: Cavitation Modelling using RANS Approach. In: *WIMRC 3rd Int. Cavitation Forum 2011* (2011)
- [134] LOMAKIN, V.O. ; KULESHOVA, M.S. ; KRAEVA, E.A.: Fluid Flow in the Throttle Channel in the Presence of Cavitation. In: *Procedia Engineering* 106 (2015), 27 - 35. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proeng.2015.06.005>. – DOI 10.1016/j.proeng.2015.06.005. – ISSN 1877–7058
- [135] VAZ, G. ; HALLY, D. ; HUUVA, T. ; BULTEN, N. ; MULLER, P. ; BECCHI, P. ; HERRER, J. L. R. ; WHITWORTH, S. ; MACÉ, R. ; KORSSTRÖM, A.: Cavitating Flow

- Calculations for the E779A Propeller in Open Water and Behind Conditions: Code Comparison and Solution Validation. In: *4th Int. Symp. on Marine Propulsors*, 2015
- [136] KEIL, T. ; PELZ, P. F. ; BUTTENBENDER, J.: On the transition from sheet to cloud cavitation. In: *Proc. 8th Int. Symp. on Cavitation*. Singapore, 2012
- [137] STUTZ, B. ; REBOUD, J.-L.: Two-phase flow structure of sheet cavitation. In: *Phys. Fluids* 9 (1997), Nr. 12, S. 3678–3686
- [138] GANESH, H. ; MAKIHARJU, S. A. ; CECCIO, S. L.: Partial cavity shedding due to the propagation of shock waves in bubbly flows. In: *Proc. 30th Symp. on Naval Hydrodynamics*, 2014
- [139] TOMOV, P. ; CROCI, K. ; KHELLADI, S. ; RAVELET, F. ; DANLOS, A. ; BAKIR, F. ; SARRAF, C.: *Experimental and numerical investigation of two physical mechanisms influencing the cloud cavitation shedding dynamics*. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01284006>. Version: März 2016. – working paper or preprint
- [140] FRANC, J. P. ; MICHEL, J. M.: Attached cavitation and the boundary layer: experimental investigation and numerical treatment. In: *J. of Fluid Mechanics* 154 (1985), 5, 63-90. http://journals.cambridge.org/article_S0022112085001422
- [141] KJELDSSEN, M. ; ARNDT, R. A. ; EFFERTZ, M.: Spectral Characteristics of Sheet/Cloud Cavitation. In: *ASME. J. Fluids Eng.* 122 (2000), Nr. 3, S. 481–487
- [142] KIM, S.-E.: A Numerical Study of Unsteady Cavitation on a Hydrofoil. In: *Proc. 7th Int. Symp. on Cavitation*. Ann Arbor, Michigan, USA, 2009
- [143] KEIL, T. ; PELZ, P. F. ; CORDES, U. ; LUDWIG, G.: Cloud Cavitation and Cavitation Erosion in Convergent-Divergent Nozzle. In: *WIRMC 3rd Int. Cavitation Forum*. University of Warwick, UK, 2011
- [144] LANGE, D.F. D. ; BRUIN, G.J. D.: Sheet Cavitation and Cloud Cavitation, Re-Entrant Jet and Three-Dimensionality. In: *Fascination of Fluid Dynamics* Bd. 45. Springer Netherlands, 1998, S. 91–114
- [145] FANG, Z. L. ; KANG, Y. ; WANG, X. C. ; LI, D. ; HU, Y. ; HUANG, M. ; WANG, X. Y.: Numerical and experimental investigation on flow field characteristics of organ pipe nozzle. In: *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science* 22 (2014), Nr. 5

- [146] KOZÁK, J. ; RUDOLF, P. ; ŠTEFAN, D. ; HUDEC, M. ; GRÍGER, M.: Analysis of pressure pulsations of cavitating flow in converging-diverging nozzle. In: *6th IAHR Int. Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems*, 2015
- [147] SCHMIDT, D. P. ; CORRADINI, M. L.: The internal flow of diesel fuel injector nozzles: A review. In: *Int. J. of Engine Research* 2 (2001), Nr. 1, 1-22. <http://dx.doi.org/10.1243/1468087011545316>. – DOI 10.1243/1468087011545316
- [148] DECAIX, J. ; GONCALVÈS, E.: Investigation of three-dimensional effects on a cavitating venturi flow. In: *Int. J. of Heat and Fluid Flow* 44 (2013), S. 576–595
- [149] REBOUD, J. ; STUTZ, B. ; COUTIER, O.: Two phase flow structure of cavitation: experiment and modeling of unsteady effects. In: *3rd Int. Symp. on Cavitation*, 1998
- [150] COUTIER-DELGOSHA, O. ; FORTES-PATELLA, R. ; REBOUD, J.: Simulation of unsteady cavitation with a two-equation turbulence model including compressibility effects. In: *J. of Turbulence* 3 (2002)
- [151] DECAIX, J. ; GONCALVÈS, E.: Compressible effects modeling in turbulent cavitating flows. In: *European J. of Mechanics - B/Fluids* 39 (2013), S. 11–31. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.euromechflu.2012.12.001>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1016/j.euromechflu.2012.12.001>. – ISSN 0997-7546
- [152] STUTZ, B. ; REBOUD, J.L.: Experiments on unsteady cavitation. In: *Experiments in Fluids* (1997), Nr. 22, S. 191–198
- [153] PEARCE, B. ; BRANDNER, P. ; BINNS, J.: A numerical investigation of the viscous 2-d cavitating flow over a wall-mounted fence. In: *17th Australasian Fluid Mechanics Conference*, 2010
- [154] N., Dittakavi ; A., Chuneekar ; S., Frankel: Simulation of Turbulent-Cavitation Interactions in a Venturi Nozzle. In: *J. Fluids Eng.* 132 (2010), Nr. 12. <http://dx.doi.org/10.1115/1.4001971>. – DOI 10.1115/1.4001971
- [155] ÖRLEY, F. ; TRUMMLER, T. ; HICKEL, S. ; MIHATSCH, M. S. ; SCHMIDT, S. J. ; ADAMS, N. A.: Large-eddy simulation of cavitating nozzle flow and primary jet break-up. In: *Physics of Fluids* 27 (2015), Nr. 8. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4928701>. – DOI 10.1063/1.4928701
- [156] LAVANTE, E. von ; KAYA, H. ; WINZÖSCH, F. ; BRINKHORST, S.: Detailed study of flow structure in CFVN and its effects on the flow rate. In: *16th Int. Flow Measurement Conference*, 2013

- [157] SHI, J. ; ARAFIN, M. S.: CFD investigation of fuel property effect on cavitating flow in generic nozzle geometries. In: *23rd ILASS*. Brno, Czech Republic, 2010
- [158] GONCALVÈS, E. ; DECAIX, J.: Wall model and mesh influence study for partial cavities. In: *European J. of Mechanics B/Fluids* 31 (2012), S. 12–29
- [159] GONCALVÈS, E.: Numerical study of unsteady turbulent cavitating flows. In: *European J. of Mechanics - B/Fluids* 30 (2011), Nr. 1, 26–40. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1016/j.euromechflu.2010.08.002>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1016/j.euromechflu.2010.08.002>. – ISSN 0997–7546
- [160] COUTIER-DELGOSHA, O. ; FORTES-PATELLA, R. ; REBOUD, J. L.: Evaluation of the Turbulence Model Influence on the Numerical Simulations of Unsteady Cavitation. In: *ASME. J. Fluids Eng.* 125 (2003), Nr. 1, S. 38–45. <http://dx.doi.org/10.1115/1.1524584>. – DOI 10.1115/1.1524584
- [161] FRIKHA, S. ; COUTIER-DELGOSHA, O. ; ASTOLFI, J. A.: Numerical Investigation of the cavitating flow on two-dimensional hydrofoils: physical modeling methodologies. In: *Proc. 12th Int. Symp. on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*. Honolulu, Hawaii, USA, 2008
- [162] KULDEEP, V. K. S.: Computational study of different venturi and orifice type hydrodynamic cavitating devices. In: *J. of Hydrodynamics, Ser. B* 28 (2016), Nr. 2, 293–305. [http://dx.doi.org/10.1016/S1001-6058\(16\)60631-5](http://dx.doi.org/10.1016/S1001-6058(16)60631-5). – DOI 10.1016/S1001-6058(16)60631-5. – ISSN 1001–6058
- [163] PTB: *EWZP*. <https://www.ptb.de/cms/ptb/fachabteilungen/abt1/fb-15/ag-152.html>. Version: Januar 2016
- [164] KIM, Y.-S.: A proposed correlation for critical flow rate of water flow. In: *Nuclear Eng. and Technology* 47 (2015), Nr. 1, 135–138. <http://dx.doi.org/10.1016/j.net.2014.11.004>. – DOI 10.1016/j.net.2014.11.004. – ISSN 1738–5733
- [165] SCHRÖDER, J. J. ; VUXUAN, N.: Homogeneous Non-Equilibrium Two-Phase Critical Flow Model. In: *Chem. Eng. Technol.* 10 (1987), S. 420–426
- [166] SATO, K. ; TAGUCHI, Y. ; HAYASHI, S.: High Speed Observation of Periodic Cavity Behavior in a Convergent-Divergent Nozzle for Cavitating Water Jet. In: *J. of Flow Control, Measurement and Visualization* (2013), S. 102–107
- [167] VILLERMAUX, E.: Fragmentation. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 39 (2007), Nr. 1, 419–446. 10.1146/annurev.fluid.39.050905.110214

- [168] HUANG, B. ; WU, Q. ; WANG, G.: Numerical investigation of cavitating flow in liquid hydrogen. In: *Int. J. of Hydrogen Energy* 39 (2014), Nr. 4, 1698-1709. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijhydene.2013.11.025>. – DOI 10.1016/j.ijhydene.2013.11.025. – ISSN 0360–3199
- [169] OIML: Water meters for cold potable water and hot water - Part 2: Test methods / OIML. 2013 (OIML R 49-2). – Forschungsbericht